

Analyse eines 1060nm Vertical External Cavity Surface Emitting Laser's

Der Fakultät für Ingenieurwissenschaften,
Abteilung Elektrotechnik und Informationstechnik
der Universität Duisburg-Essen
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation
von
Sebastian Haupt
aus
Herford

Gutachter: (Prof. Dr. rer. nat. Gerd Bacher)

Gutachter: (Prof. Dr. rer. nat. Dieter Jäger)

Tag der mündlichen Prüfung: (28. März 2013)

Inhaltsverzeichnis

1	Grundlagen	13
1.1	Ratengleichungen	13
1.1.1	Resonator	16
1.1.2	Halbleiter	16
1.2	Eigenschaften der optischen Verstärkung	22
1.3	Lasergleichung	25
1.4	Aufbau eines VECSELs	27
1.4.1	Resonatorspiegel	29
1.5	Resonant Periodic Gain Structure	30
1.5.1	Temperaturabhängigkeit der RPG	35
1.5.2	Antireflexbeschichtung	35
1.6	Pumplaser	36
1.7	Simulationen	37
1.7.1	Simulation der optischen Verstärkung	40
1.8	Herstellung	42
1.8.1	Epitaxie	42
1.8.2	Chiptechnologie	43
1.8.3	Grünmodul	44
1.8.4	Frequenzverdopplung	45
2	Messplätze	49
2.1	Lasermessplatz	49
2.2	Messplatz zur Bestimmung der Reflexion.	54
2.2.1	Fehlerabschätzung	58
2.2.2	Messung der optischen Verstärkung im Pulsbetrieb	60
3	Charakterisierung des VECSELs	63
3.1	Laserkennlinie	63
3.2	Emissionswellenlänge des VECSELs	66
3.3	Temperaturabhängigkeiten des VECSELs	67
3.3.1	Thermischer Widerstand R_{TH}	70

3.4	Variation des Resonatorspiegels	73
3.5	Optische Verluste des VECSELs	75
3.5.1	Bestimmung von T_{loss}	75
3.5.2	Charakterisierung des Braggspiegels	77
3.6	Beeinflussung der Emissionswellenlänge	82
3.6.1	Quarz Filter	82
3.6.2	Spektrale Breite der Laseremission	85
3.7	Baseline-Methode zur Bestimmung der Laserschwelle	86
3.8	Pulsbetrieb des VECSELs	90
3.9	Variation der Pumpspotgröße	92
4	Designvarianten des VECSELs	95
4.1	Variante mit zwei zusätzlichen QWs	95
4.1.1	Temperaturabhängigkeit mit den zusätzlichen QWs	97
4.1.2	Variation der Transmission des Resonatorspiegels	99
4.1.3	VECSEL im Pulsbetrieb	100
4.2	Chip mit einer 20%-Antireflexbeschichtung	101
4.2.1	Temperaturabhängigkeit	103
4.2.2	Variation der Transmission des Resonatorspiegels	104
4.2.3	Spektrale Breite des Designs	105
4.3	Einfluss der GaAsP-Schichten	106
4.3.1	Temperaturabhängigkeit des Designs	107
4.3.2	Variation der Resonatortransmission	109
4.3.3	Pulsbetrieb des VECSELs ohne GaAsP	109
4.4	Dünnschicht-Bottom-Emitter	110
4.4.1	Herstellung des Bottom-Emitters	112
4.4.2	Leistung des Bottomemitters	112
4.4.3	Temperaturabhängigkeit des Bottom-Emitters	113
4.4.4	Variation der Transmission des Resonatorspiegels	114
4.4.5	Variation des Pumpspots	116
4.5	Fazit über die Designvarianten	117
5	Einfluss der Pumpwellenlänge auf die Effizienz	121
5.1	Quantendefekt	122
5.2	Absorption des Pumplichtes	124
5.3	Pumplaser für längere Wellenlängen	127
5.4	Effizienz des VECSELs bei längeren Pumpwellenlängen	129
5.5	Analyse der Absorption	131
5.6	Variation der Absorberdicke	133
5.7	Pulsbetrieb des Pumplasers	136
5.8	Schlussfolgerungen	138

6	Analyse der optischen Verstärkung des VECSELs	139
6.1	Standardmethoden zur Bestimmung der optischen Verstärkung	140
6.1.1	Variation der Spiegeltransmission	140
6.1.2	Bestimmung der spektralen Breite	141
6.1.3	Vor- und Nachteile	143
6.2	Bestimmung der optischen Verstärkung über die Chipreflexion	145
6.2.1	Vormessungen	145
6.3	Charakterisierung der optischen Verstärkung bei 20°C	153
6.3.1	Vergleich der Modelle für die optische Verstärkung	156
6.3.2	Laserschwellen bei 20°C	158
6.4	Einfluss der Temperatur auf die optische Verstärkung	159
6.4.1	Temperaturabhängigkeit der Laserschwellen	164
6.5	Messung der optischen Verstärkung im Pulsbetrieb	167
6.5.1	Optische Verstärkung im Pulsbetrieb	167
6.5.2	Laserschwellen im Pulsbetrieb	171
7	Optische Verstärkung bei verschiedenen Designvarianten	175
7.1	Einfluss der 20%-Antireflexbeschichtung	176
7.1.1	Absorption	176
7.1.2	Messung der optischen Verstärkung	177
7.1.3	Laserschwellen	181
7.2	Optische Verstärkung bei zwei zusätzlichen QWs	182
7.2.1	Absorption	183
7.2.2	Laserschwelle	185
7.2.3	Optische Verstärkung im Pulsbetrieb	187
7.2.4	Laserschwellen im Pulsbetrieb	191
8	Zusammenfassung	195
	Literaturverzeichnis	205

Die vorliegende Dissertation wurde bei Osram Opto Semiconductors GmbH in Regensburg erstellt. Daher unterliegt der genaue Aufbau (u.a. Schichtfolge, Schichtdicken etc.) des untersuchten VECSEL Chips einer Vertraulichkeitsvereinbarung.

Einleitung

War das Einsatzgebiet von Lasern in der Vergangenheit hauptsächlich auf die Sensorik, Materialbearbeitung und Datenverarbeitung beschränkt, hat der Fortschritt im Bereich der sichtbaren Laser neue Anwendungsgebiete erschlossen. Vor allem Head-up-Displays und Projektoren erfreuen sich eines gesteigerten Interesses [1, 2], da durch den Einsatz von Laserdioden als Lichtquelle nicht nur sehr kleine und effiziente Projektoren realisiert werden können, sondern auch eine direkte Projektion möglich wird. Die meisten Laserprojektoren basieren auf der Flying-Spot-Technik, bei der das Bild vergleichbar mit dem Funktionsprinzip eines Röhrenmonitors Punkt für Punkt aufgebaut wird. Die Ablenkung des Laserstrahls, der aus einer Kombination von roten, grünen und blauen Lasern entsteht, erfolgt über einen einzelnen Mikrospiegel ohne zusätzliche Optiken. Die einzelnen Bild- bzw. Farbinformationen werden durch eine direkte Modulierung der Laserleistung übermittelt. Bei der Flying-Spot-Technik handelt es sich nicht um eine Abbildung, sondern um eine direkte Projektion. Damit wird das projizierte Bild im Fokus stets scharf auf jede mögliche Oberfläche abgebildet, während gleichzeitig auf eine Projektionsoptik verzichtet wird.

Als rot emittierende Laser werden für die Projektoren InGaAlP-Diodenlaser mit einer Wellenlänge von 640 nm eingesetzt. Die blauen Laserdioden haben typischerweise 450 nm und basieren auf InGaN. Laserdisplays und Projektoren werden jedoch durch das Fehlen eines hocheffizienten und kompakten Laser im grünen Spektralbereich (515 nm bis 530 nm) in ihrer Marktdurchsetzung behindert. Obwohl es in der letzten Zeit große Fortschritte beim direkten grünen InGaN-Laser gab, ist dieser noch ineffizienter als frequenzverdoppelte infrarote 1060-nm-Laser (siehe dazu die Arbeiten von Lutgen et al. [3] und Avramescu et al. [4]).

Besonders gut als Basis für einen Intracavity-frequenzverdoppelten Laser eignet sich ein optisch gepumpter Infrarot-VECSEL (*engl. vertical external cavity surface emitting laser*). Der VECSEL ist ein Laser, der sich in vielen grundlegenden Eigenschaften von kantenemittierenden Halbleiterlasern,

wie z.B. Ridgelasern, unterscheidet (siehe dazu die Arbeit von Tropper und Hoogland [5]). Die Emission des Lasers erfolgt dabei parallel zur Wachstumsrichtung der Epitaxie bzw. senkrecht zu den Quantum Wells, während bei kantenemittierenden Lasern die Emission senkrecht zur Wachstumsrichtung erfolgt und damit parallel zu den Quantum Wells. Die Resonatorlänge und die Transmission der Spiegel ist bei kantenemittierenden Lasern und VCSEL (*engl. für vertical cavity surface emitting laser*) fest durch die Epitaxie bzw. die Chiptechnologie vorgegeben (für den VCSEL siehe Chow et al. [6]). Beim VECSEL lässt sich dessen externe Spiegel vergleichsweise einfach austauschen und damit die Transmission des Resonatorspiegels sowie die Resonatorlänge nachträglich ändern. Damit wird eine große Flexibilität des Systems erreicht, was auch die Leistungsparameter (Laserschwelle, Lasersteilheit etc.) einschließt. Ein Merkmal des VECSELs ist sein externer Resonator, der mehrere Zentimeter lang sein kann. Daher besteht die Möglichkeit, optische Elemente in den Resonator einzubringen, mit deren Hilfe sich die Emissionswellenlänge manipulieren lässt. Das heißt, die Emissionswellenlänge des Lasers kann auf einen bestimmten Wert eingestellt und auf diesem stabilisiert werden. Es gibt VECSEL für die unterschiedlichsten Wellenlängenbereiche von Rot bei 630 nm von Schwarzbäck [7] bis ins mittlere Infrarot bei $3 - 5\text{ }\mu\text{m}$ von Rahm et al. [8] und Ishida et al. [9]. Kürzer Wellenlängen als 630 nm werden bis jetzt typischerweise durch Frequenzverdoppelung erreicht. Jedoch wurde bereits ein InGaN VECSEL bei 420 nm demonstriert, X.Zheng et al. [10]. Neben der Anwendung als frequenzverdoppelter Laser wird der VECSEL je nach Wellenlängenbereich in vielen weiteren Gebieten eingesetzt. Die Erzeugung von ultrakurzen Pulsen mit weniger als 100 Femtosekunden wird dabei intensiv erforscht. Diese kurzen Pulse werden durch einen speziellen sättigbaren Absorber, einen SESAM (*engl. semiconductor saturable absorber mirror*), im Resonator erreicht siehe Quarterman et al. [11].

Der VECSEL besitzt neben seiner hohen Effizienz auch eine sehr gute optische Strahlqualität mit einer gaußförmigen Grundmode und einem M^2 -Wert von unter 1.2 (siehe z.B. die Arbeiten von Kuznetsov et al. [12] und Rudin et al. [13]). Damit kann auf Optiken verzichtet werden, weshalb sich der VECSEL besonders gut für Projektionsanwendungen eignet, bei denen eine hohe Strahlqualität gefordert wird. Der VECSEL besitzt auch die für mobile Projektionsanwendungen notwendige Lebensdauer von mehr als 2500 Stunden , siehe Akinaga et al. [14]. Die Ausgangsleistung des Lasers kann leicht mehrere Watt erreichen; die Gruppen von Fan et al. [15] erreichten 10 W , Chernikov et al. [16] realisierten einen VECSEL mit 22 W , und Wang et al [17] erreichten 44 W .

Damit der VECSEL eine so hohe maximale Ausgangsleistung erzielt, ist we-

niger die Effizienz wichtig als die Betriebstemperatur und deren Einfluss auf die Effizienz. Strategien zur Reduktion der Chiptemperatur stehen also im Fokus mehrerer Untersuchungen in dieser Arbeit. Das Ziel ist dabei jeweils, die Verlustwärme besser aus dem gepumpten Gebiet abzuführen. Das Wachstumssubstrat hat in der Regel einen großen Anteil an dem thermischen Widerstand des Lasers (siehe dazu die Arbeit von Lutgen et al. [18]). Als Laserquelle für einen mobilen Projektor muss der VECSEL über einen großen Temperaturbereich hinweg stabil sein oder wenigstens eine bestimmte Mindestleistung erreichen.

Der VECSEL wird durch einen Diodenlaser optisch gepumpt, daher wird auf eine Dotierung des Chips verzichtet, da kein elektrischer Strom durch den Chip fließen muss. Dies reduziert die optischen Verluste z.B. Absorption von Photonen an Störstellen und auch die Herstellung des Chips wird dadurch einfacher. Durch die Variation des optischen Pumpens eröffnet sich eine weitere Einflussmöglichkeit auf die Leistung des VECSELS auch unabhängig vom Design des Chips, da die Mindestleistung zum Betreiben des Lasers linear mit der Fläche des Pumpspots skaliert. Die Pumpwellenlänge, genauer der spektrale Abstand zwischen dieser und der Emissionswellenlänge, sowie die Absorption des Pumplichtes im Chip definiert das theoretische Maximum der Effizienz des Lasers. Durch Variation der Pumpwellenlänge lässt sich die Effizienz des Lasers steigern (siehe dazu Haupt et al. [19]).

Die optische Verstärkung eines Lasers (*im englisch als gain bezeichnet*) ist eine wichtige charakteristische Größe und bestimmt direkt die Emissionswellenlänge und die verwendbare Transmission des Resonatorspiegels für die Laserwellenlänge. Im Falle des VECSELS wird die optische Verstärkung der einzelnen Quantum Wells durch eine periodische Anordnung derselben verstärkt, was zu einer Ausbildung von Eigenmoden im Halbleiterchip führt. Die optische Verstärkung des VECSELS ist somit keine reine Materialeigenschaft, das Verständnis der Verstärkung und deren Optimierung ist daher eine Herausforderung.

Verglichen mit den kantenemittierenden Lasern ist die optische Verstärkung eines VECSELS niedriger und kann nicht einfach durch die Vergrößerung der aktiven Zone, d.h. Verlängerung der QW bzw. höhere Anzahl von QWs, erhöht werden. Die beschränkte Verstärkung limitiert nicht nur die Resonatortransmission, sondern auch durch die Stärke der Intracavity Frequenzverdopplung.

Neben der Höhe der optischen Verstärkung ist auch ihre spektrale Breite von Interesse. Diese gibt Aufschluss über den spektralen Verwendungsbereich des VECSELS und darüber, wie gut er sich auf eine bestimmte Emissionswellenlänge stabilisieren lässt. Der VECSEL ist bekannt für seine große spektrale

Breite, die leicht mehrere Dutzende Nanometer erreichen kann. Deshalb sind auch VECSEL realisierbar, die gleichzeitig zwei verschiedene stabile Emissionswellenlängen besitzen, wie in der Arbeit von Fan et al. [20] oder von Leinonen et al. [21] gezeigt.

Die Verstärkung eines Lasers wird in der Regel abgeleitet aus der Laserkennlinie. Diese Methode deckt aber nur einen geringen Parameterraum ab. Bei einem VECSEL kann die Verstärkung auch über eine Messung der Reflektivität des Chips bestimmt werden, da der VECSEL ein aktiver Spiegel ist (siehe Tropper et al. [5]). Dies ermöglicht die Bestimmung der optischen Verstärkung innerhalb eines großen Parameterraums, womit das Design besser analysiert und optimiert werden kann.

In dieser Arbeit werden ausschließlich Dauerstrich-VECSEL behandelt, die im nahen Infrarot emittieren, genauer im Bereich von 1030 nm bis 1080 nm, und sich damit für die Generierung von grüner Laseremission gut eignen.

Der Leistungsbereich der in der vorliegenden Arbeit untersuchten VECSEL liegt deutlich unter 1 Watt als Infrarotlaser, das entspricht knapp 100 mW für die grüne frequenzverdoppelte Laseremission. Da ein mobiler Projektor mithilfe von Batterien betrieben wird, ist eine hohe optische Effizienz des VECSELS ein Schwerpunkt der Arbeit. Dazu wurden die Verlustkanäle des VECSELS analysiert, um Verbesserungspotenzial zu quantifizieren.

Der Schwerpunkt in dieser Arbeit liegt in der Analyse des Halbleiterchips des VECSELS und dessen Optimierung. Im ersten Kapitel werden die Grundlagen des Lasers allgemein mit den entsprechenden Gleichungen eingeführt; insbesondere die Formeln für die optische Verstärkung eines Lasers wird angegeben. Der VECSEL mit seiner *resonant periodic gain structure* als wichtiger Bestandteil wird als Spezialfall eingeführt. Das zweite Kapitel stellt die Messplätze vor, die zur Vermessung der Laser verwendet wurden. Im Detail wird der Messplatz zur Bestimmung der optischen Verstärkung aus der Chipreflexion besprochen und dabei auch eine Fehlerabschätzung vorgenommen. Der Messplatz wird so erweitert, dass die Verstärkung im Pulsbetrieb bestimmt werden kann.

Das folgende Kapitel 3 diskutiert die Messungen des VECSELS, insbesondere die temperaturabhängige Ausgangsleistung und Emissionswellenlänge. Ein weiterer Schwerpunkt ist die Analyse der verschiedenen Verlustkanäle des Lasers, wie z.B. die optischen Verluste und die Analyse des Braggspiegels. Im anschließenden Kapitel 4 werden verschiedene Designvarianten des VECSELS vermessen, um damit so Verbesserungen in der Laserschwelle, der Verstärkung, des Wellenlängengangs und der Effizienz realisieren zu können. Mit den unterschiedlichen Designs wird die Möglichkeit einer Effizienzsteigerung analysiert. Besonders die Verbesserung der Leistung bei hohen Chip-

temperaturen ist ein zentrales Anliegen. Diese Varianten ermöglichen es auch, die internen Prozesse besser zu charakterisieren.

Das 5. Kapitel analysiert die Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der Pumpwellenlänge und lotet eine mögliche Steigerung der Effizienz durch die Verwendung von längeren Pumpwellenlängen aus. Dazu wurden auch verschiedene Absorberstrukturen für den VECSEL-Chip untersucht. Im vorletzten Kapitel wird, basierend auf der Chipreflexion, eine Methode zur Messung der optischen Verstärkung des VECSELS eingeführt. Diese Methode ermöglicht es, die optische Verstärkung des VECSELS über einen großen Parameterraum (Wellenlänge, Temperatur, Pumpleistung) hinweg zu messen. Im Gegensatz zu anderen Methoden ist diese Methode nicht auf Werte unterhalb der Laserschwelle oder auf das Maximum der Verstärkung beschränkt. Um den Einfluss der Temperatur auf die Verstärkung zu analysieren, werden auch Messungen im Pulsbetrieb durchgeführt. Neben dem Standarddesign wird die optische Verstärkung im letzten Kapitel zudem mithilfe von zwei Designvarianten analysiert, um so den Einfluss des Designs und der Antireflexionsbeschichtung auf die Verstärkung zu bestimmen. Die Zusammenfassung der Ergebnisse bildet den Schluss der Arbeit.

Kapitel 1

Grundlagen

Ein Laser unterscheidet sich von anderen Lichtquellen durch die Erzeugung von kohärentem Licht, d.h., alle vom Chip emittierten Photonen besitzen, in engen Grenzen, die gleiche Phase und Energie. Dies wird erreicht durch den Prozess der stimulierten Emission eines Photons. Dabei ist das emittierte Photon eine Kopie des Photons, das den Prozess ausgelöst hat.

Der VECSEL weist einige Besonderheiten im Vergleich zu kantenemittierenden Halbleiterlasern auf, insbesondere seine *resonant periodic gain structure* und sein externer Resonator sind besondere Eigenschaften, auf die im Detail eingegangen wird.

1.1 Ratengleichungen

Für eine einfache Beschreibung der grundlegenden Wechselwirkung von Licht bzw. Photonen mit den Elektronen wird auf ein einfaches Zwei-Niveau-System zurückgegriffen. Das Zwei-Niveau-System besteht aus einem Grundniveau 1 und dem energetisch höher liegenden Niveau 2; zwischen den beiden Niveaus existiert ein energetischer Abstand E . Elektronen können durch Anregung

mit der Energie E , Absorption eines Photons, aus dem Grundzustand in das höhere Niveau 2 gehoben werden. Die Anzahl der Elektronen N im System sind endlich und verteilen sich auf beide Niveaus. Ohne äußere Anregung befinden sich alle Elektronen im Grundzustand $N_1 = N$, während der anregbare Zustand unbesetzt ist, $N_2 = 0$.

Bei der Anregung eines Elektron reduziert sich die Besetzung des Grundniveaus um Eins und die Besetzung des Niveaus 2 erhöht sich um Eins. Die Besetzung des Grundniveaus N_1 ändert sich dabei allgemein nach Gleichung 1.1 mit dem Einsteinkoeffizient B_{12}, B_{21}, A_{21} und der spektralen Strahlungsenergiedichte U .

$$\frac{dN_1}{dt} = -B_{12} \cdot U \cdot N_1 \quad (1.1)$$

Ein angeregtes Elektron kann zurück in das Grundniveau fallen; dies ist als Umkehrprozess der Absorption mit der Emission eines Photons der Energie E verbunden. In einem einfachen Zwei-Niveau-System wird die Energie erhalten. Die Besetzung ändert sich dabei nach Gleichung 1.2. Die Herleitung der Gleichungen inklusive der Vorfaktoren folgt der Arbeit von Albert Einstein aus [22].

$$\frac{dN_1}{dt} = -B_{12} \cdot U \cdot N_1 + A_{21} \cdot N_2 \quad (1.2)$$

Das Zurückfallen des Elektrons erfolgt spontan, und das dabei emittierte Photon besitzt eine zufällige Polarisierung und Richtung. Die Emission kann aber auch durch ein bereits vorhandenes Photon stimuliert werden; das zusätzlich emittierte Photon besitzt dann die gleiche Polarisierung und Richtung wie das bereits vorhandene Photon. Eine solcher Prozess ist aber nur möglich, wenn das ursprüngliche und das emittierte Photon die gleiche Energie E haben. Die Besetzung des Grundzustandes 1 ändert sich dann nach Gleichung 1.3.

$$\frac{dN_1}{dt} = -B_{12} \cdot U \cdot N_1 + A_{21} \cdot N_2 + B_{21} \cdot U \cdot N_2 \quad (1.3)$$

Zwischen den einzelnen Einsteinkoeffizienten besteht folgender Zusammenhang für nicht entartete Zustände, d.h. alle Zustände haben eine unterschiedliche Energie.

$$B_{12} = B_{21} = A_{21} \cdot \frac{\lambda^3}{8\pi h} \quad (1.4)$$

Eine Skizze mit den möglichen Prozessen in einem Zwei-Niveau-System ist in der Abbildung 1.1 dargestellt. Die Lebensdauer τ (Aufenthaltsdauer) der Elektronen im angeregten Niveau ist über $A_{21} = \tau^{-1}$ mit dem Einsteinkoeffizienten für spontane Emission verknüpft, für den Fall $U = 0$. Der dominie-

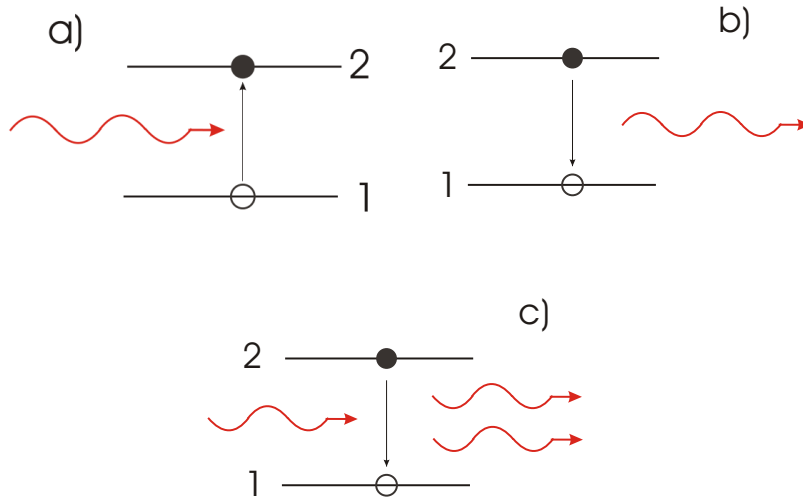


Bild 1.1: Skizze der verschiedenen Photon-Elektron-Wechselwirkungen in einem Zwei-Niveau-System. Absorption (a), spontane Emission (b) und stimulierte Emission (c).

rende Prozess ist im thermischen Gleichgewicht die Absorption des Lichtes, da das Niveau 2 nicht oder nur schwach besetzt ist, siehe Beziehung 1.5.

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-E/kT} \ll 1 \quad (1.5)$$

Da nur eine begrenzte Zahl von Elektronen im System vorhanden ist, wird die Absorption immer unwahrscheinlicher bzw. schwächer, je mehr Elektronen sich im angeregten Niveau (bzw. je weniger sich im Grundniveau) befinden; gleichzeitig wird die spontane und die stimulierte Emission immer wahrscheinlicher. Sobald durch das Pumpen des Systems die Besetzung in den beiden Niveaus gleich ist $N_2 = N_1 = N/2$, ist auch die Absorption und die stimulierte Emission gleich wahrscheinlich, d.h. die Anzahl der Photonen ändert sich nicht mehr beim Durchqueren des Systems, das System ist folglich Transparent.

Damit ist aber in einem Zwei-Niveau-System eine Inversion des Systems, mehr Elektronen im angeregten Niveau als in dem Grundniveau, nicht möglich. Damit Laseremission bei einem System möglich ist, muss die stimulierte Emission dominieren und daher wird eine Inversion des Systems zwingend benötigt.

Mehrniveausystem

Um die benötigte Inversion der Besetzung im System zu erreichen und damit eine dominierende stimulierte Emission zu erzielen, werden zusätzliche Niveaus benötigt. Der CO_2 -Laser besitzt z.B. mehr als 10 Niveaus, siehe z.B. die Arbeit von Pate [23].

Die Einführung eines dritten Niveaus 3 mit der Energie E_3 oberhalb der bereits existierenden Niveaus, ermöglicht zwei weitere Übergänge $3 \rightarrow 1$ und $3 \rightarrow 2$. Der Übergang von $3 \rightarrow 1$ ist in der Regel durch die optische Auswahlregeln unterdrückt oder verboten. Daher kann das Pumpen des Systems mit der Energie $E_3 - E_1$ jetzt dazu führen, dass die Besetzung im Grundzustand kleiner als $N/2$ wird, da die Elektronen nur über das Niveau 2 in den Grundzustand zurückkehren können. Damit sind die Wahrscheinlichkeit für Absorption des Pumplichtes und für die spontane Emission nicht mehr gleich. Eine Inversion der Besetzung wird ermöglicht, in diesem Fall bildet sich die Inversion in Zustand 2 aus. Da das Niveau 3 energetisch höher liegt als Niveau 2, geht ein Teil der Pumpenergie, in der Regel als Wärme oder sekundäre Strahlung, verloren.

1.1.1 Resonator

Neben der Inversion muss für eine Laseremission auch eine hohe spektralen Strahlungsenergiedichte U vorliegen, siehe Gleichung eq:Rate3, da die Wahrscheinlichkeit der stimulierten Emission proportional zum Feld bzw. zur Anzahl der Photonen ist.

Um eine möglichst hohe Strahlungsenergiedichte zu erreichen, wird das System in einen optischen Resonator eingebracht (siehe Bild 1.2). In diesem Resonator bildet sich eine stehende Welle aus, die sich über stimulierte Emissionen weiter verstärkt. Der Resonator besteht aus mindestens zwei Spiegeln, die einfachste Version ist der *Fabry – Pérot*-Resonator. Die Krümmung der Spiegel und der Aufbau des Resonators bestimmen den Abstrahlwinkel und die Ausbreitung der Lasermode.

1.1.2 Halbleiter

Die einzelnen Niveaus sind in einem Festkörper zu Bändern verbreitert, die sich in den meisten Fällen überlappen. Bei Halbleitern gibt es zwischen den Bändern einen energetischen Abstand. Die beiden wichtigsten Bänder sind das Valenzband, das die Rolle des Grundniveaus 1 übernimmt, und das Leitungsband, das den angeregten Niveaus 2 und 3 entspricht. Daneben gibt

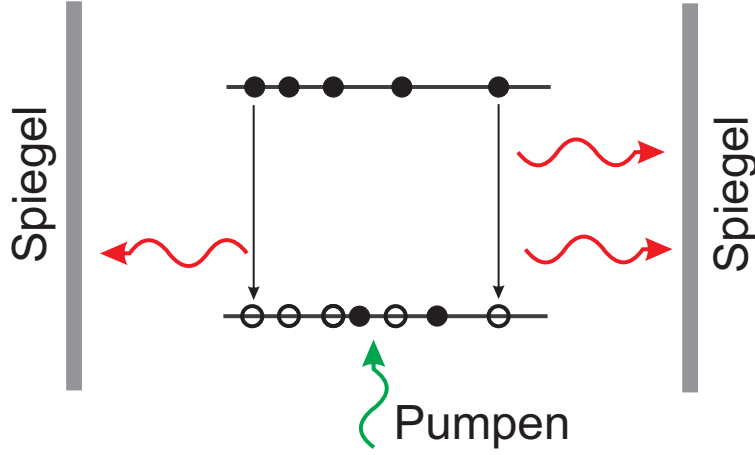


Bild 1.2: Skizze eines Resonators mit einem Zwei-Niveau-System.

es weitere Bänder, die aber in der 1. Ordnung ignoriert werden können. In einem Halbleiter ist der Bandabstand ungleich null und entspricht der Energielücke E_{gap} . Halbleiter ist ein Materialsystem bei dem nicht nur ein Abstand zwischen den Bändern existiert, sondern auch eine gute Kontrolle über die optischen und elektrischen Eigenschaften möglich ist.

Da die Bänder eine endliche energetische Ausdehnung haben, können die Elektronen verschiedene Zustände mit verschiedenen Energien im gleichen Band besetzen. Somit sind in einem Band interband Rekombination möglich. Die Prozesse des Typs $3 \rightarrow 2$ finden dabei in einem Band statt, da die Elektronen (Löcher) stets bemüht sind ihre Energie zu minimieren und Zustände an der Bandkante zu besetzen.

Die Dichte der Zustände D , die besetzt werden können, ist im dreidimensionalen Fall in Gleichung 1.6 angegeben und z.B. im Fachbuch Halbleiterphysik von Sauer [24], mit der Masse der Elektronen m und deren Energie E .

$$D(E)_{3d} = \frac{(2m)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} \sqrt{E} \quad (1.6)$$

Im zweidimensionalen Fall, z.B. für Elektronen in Quanten Wells, ist die Bewegung der Ladungsträger eingeschränkt. Dies verändert insbesondere die Abhängigkeit der Zustandsdichte von der Energie, siehe Gleichung 1.7.

$$D(E)_{2d} = \frac{m}{\pi\hbar^2} \sum_n \theta(E_n) \quad (1.7)$$

Der Unterschied zwischen den beiden Dichten unter Berücksichtigung der quantisierten Zustände (Teilchen im Kasten) ist im Graph 1.3 skizziert. Die

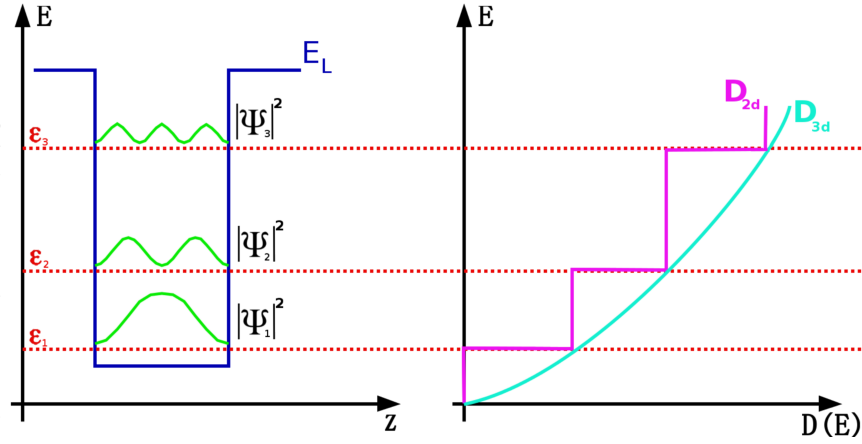


Bild 1.3: Skizzierter Vergleich zwischen der zweidimensionalen und der dreidimensionalen Zustandsdichte am Beispiel der ersten drei Zustände in einem Quantum Well (Teilchen im Kasten).

vorherigen Formeln müssen für Halbleiter angepasst werden, da sie für freie Ladungsträger gelten und die Energielücke nicht berücksichtigen, d.h. nicht zwischen den Bändern (Niveau) unterscheidet. In Formel 1.8 ist die Zustandsdichte (im 3d-Fall) angegeben für die angeregten Elektronen im Leitungsband, mit der Bandkante E_C und der effektiven Masse m_e^* der Elektronen.

$$D(E)_C = \frac{(2m_e^*)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} \sqrt{E - E_C} \quad (1.8)$$

Analoges gilt für die Löcher (Quasiteilchen im Valenzband) Gleichung 1.8, mit der Bandkante E_V und der effektiven Masse m_p^* der Löcher. Es ist zu beachten, dass Löcher Quasiteilchen sind, welche unbesetzte Zustände im Valenzband beschreiben.

$$D(E)_V = \frac{(2m_p^*)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} \sqrt{E_V - E} \quad (1.9)$$

Als Fermion unterliegen die Elektronen der Fermi-Dirac Statistik, die Besetzung der Zustände im Gleichgewicht hängt im undotierten Fall von der Temperatur und der Energie der Teilchen ab, siehe Gleichung 1.10.

$$f(E) = \frac{1}{\exp[(E - E_F)/kT] + 1} \quad (1.10)$$

Die Gesamtzahl aller Elektronen, d.h. die besetzten Zustände im Valenzband lässt sich bestimmen als das Integral des Produktes der Fermifunktion mit der Zustandsdichte, siehe Formel 1.11. Zur Auswertung des Integrals wurde die Boltzmannnäherung verwendet, $f(E) \approx \exp[-(E - E_F)/kT]$.

$$n_C = \frac{1}{V} \int_{E_C}^{\infty} f(E) \cdot D(E)_C \propto (m_e^* \cdot T)^{3/2} \cdot \exp[(E_C - E_F)/kT] \quad (1.11)$$

Im Graphen 1.5 ist die Zustandsdichte, die Fermifunktion und die Ladungsträgerdichte an der Bandkante skizziert.

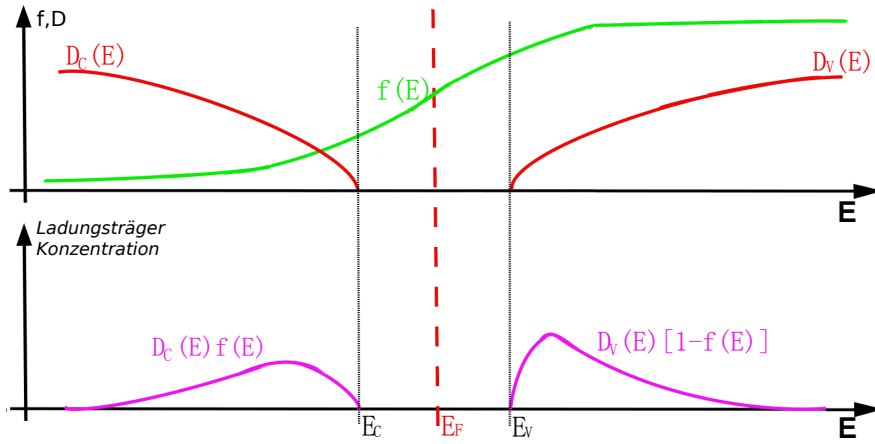


Bild 1.4: Skizze der Ladungsträgerkonzentration (besetzte Zustände) im Valenz- und im Leitungsband eines undotierten 3d-Halbleiters (lila). Die zugehörige Fermiverteilung (grün) und die Zustandsdichten (rot) findet sich in der oberen Abbildung.

Exzitonische Absorption

Die Anregungsenergie ist bei einem Halbleiter nicht scharf definiert, sie beträgt mindestens E_{gap} kann aber auch höhere Werte annehmen. Durch die Anregung von Exzitonen (gebundenes Elektron-Loch Paare) im Material kann auch Licht mit einer Energie die kleiner ist als die Bandlücke zum Teil stark absorbiert werden, siehe dazu die Arbeit von Wannier [25]. Die Anregung von Exzitonen ist dabei gut verstanden und auch in Lasersystemen bei Raumtemperatur beobachtet, siehe P.J. Klar et al. [26]. An der Bandkante des Halbleiters kann der Absorptionskoeffizienten um ein Vielfaches erhöht werden durch diese Anregung. In dem Graphen 1.5, aus dem Buch Halbleiterphysik [24], ist die Absorption von GaAs im 2- und 3-dimensionalen Fall mit und ohne Anregung von Exzitonen dargestellt. Die Veränderung der Absorption durch die Exzitonen ist dabei an der Bandkante klar erkennbar.

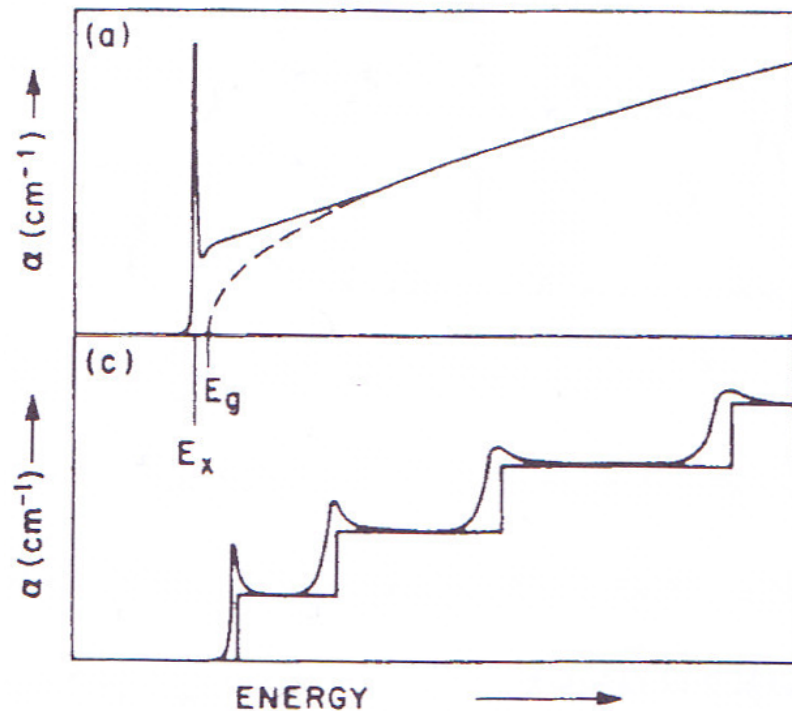


Bild 1.5: Berechneter Absorptionskoeffizient α von GaAs über die Photonenenergie für 3D (Panel a) und für 2D (Panel c), jeweils mit und ohne Anregung von Exzitonen. Entnommen aus dem Buch Halbleiterphysik [24].

Ratengleichung in Halbleitern

Das zentrale Problem bei den Halbleiterlasern ist große Zahl der Elektronen bis zu 10^{23} und damit die Realisierung der Inversion im Halbleiterlaser. Daher wird die Inversion nicht im ganzen Kristall erreicht, sondern nur in gewissen Teilen, den Quantum Wells (QWs). Die Quantum Wells sind sehr dünn, typischerweise nur einige Nanometer dick und damit praktisch zweidimensional. Daher besitzen die Elektronen in ihnen auch eine zweidimensionale Zustandsdichte, siehe Gleichung 1.7. Für höhere Energien ist diese geringer als die dreidimensionale Zustandsdichte, was das Erreichen der Inversion erleichtert. Möglich wird die Inversion erst dadurch, dass die Bandlücke der QWs kleiner ist als die Bandlücke des umgebenden Materials, sodass die Elektronen sich dort ansammeln. Aus diesem Grund wird die Inversion und höchste Ladungsträgerdichte nur in den QWs erreicht. Die leeren Zustände im Valenzband können als selbstständige positiv geladene Teilchen beschrieben werden, als Löcher. Diese unterliegen den gleichen Gesetzen wie die Elektronen und sammeln sich ebenfalls in den QWs an.

Der in dieser Arbeit untersuchte VECSEL gehört zu der Gruppe der Halblei-

terlaser und besitzt mehrere QWs aus InGaAs, die in GaAs eingebettet sind. In den folgenden Abschnitten werden der VECSEL und seine Besonderheiten genauer erklärt. Die Ratengleichungen 1.1, 1.2 und 1.3 lassen sich unter der Verwendung der Fermifunktion umschreiben und an die Gegebenheiten in einem Halbleitern anpassen. Zur Vereinfachung der folgenden Formel wird, in Gleichung 1.12 die Wahrscheinlichkeit einer Absorption f_A und die Wahrscheinlichkeit einer Emission f_E eingeführt. Bei dieser Formel handelt es sich um die Wahrscheinlichkeiten bei einer gegebenen Besetzung, basierende auf der Formel 1.10, im Valenzband und im Leitungsband jeweils einen Zustand zu finden, die eine Energiedifferenz von $hc/\lambda = E_2 - E_1$ besitzen.

$$\begin{aligned} f_A(hc/\lambda) &= [1 - f(E_2)] \cdot f(E_1) \\ f_E(hc/\lambda) &= f(E_2) \cdot [1 - f(E_1)] \end{aligned} \quad (1.12)$$

Für die Absorptionsrate R_A ergibt sich, dass diese proportional zu $\sqrt{hc/\lambda - E_g}$ ist, d.h. mit Abstand von der Bandlücke ansteigt durch die zunehmende Anzahl von Zuständen, siehe Formel 1.13. Es wird hier nur der dreidimensionale Fall betrachtet die Schlussfolgerungen für den zweidimensionalen Fall sind analog.

$$\begin{aligned} R_A &= A_{21} \cdot \frac{\lambda^3}{8\pi h} \cdot f_A(hc/\lambda) \cdot D(hc/\lambda) \cdot U \\ &= A_{21} \cdot \frac{\lambda^2}{8\pi h} \cdot \phi(hc/\lambda) \cdot f_A(hc/\lambda) \cdot D(hc/\lambda) \\ &\approx A_{21} \cdot \frac{\lambda^2}{8\pi h} \cdot \phi(hc/\lambda) \cdot \frac{(2m_e^*)^{3/2}}{2\pi\hbar^2} \sqrt{hc/\lambda - E_g} \end{aligned} \quad (1.13)$$

Bei diesen Umformungen wurde die Strahlungsenergiedichte durch die Photonenflussdichte $\phi = U \cdot h/\lambda$ ersetzt. Die Rate der spontane Emission R_E ist ebenfalls proportional zu $\sqrt{hc/\lambda - E_g}$, sinkt aber ebenfalls exponentielle mit der Energie des emittierten Lichtes ab, 1.14.

$$R_E = A_{21} \cdot f_E(hc/\lambda) \cdot D(hc/\lambda) \approx A_{21} \cdot \frac{(2m_e^*)^{3/2}}{2\pi\hbar^2} \sqrt{hc/\lambda - E_g} \cdot e^{[-hc/\lambda)/kT]} \quad (1.14)$$

Aus den Ratengleichungen folgt Gleichung 1.15 für die stimulierte Emission R_{SE} .

$$R_{SE} = A_{21} \cdot \frac{\lambda^2}{8\pi h} \cdot \phi(hc/\lambda) \cdot f_E(hc/\lambda) \cdot D(hc/\lambda) \quad (1.15)$$

Wegen der zentralen Stellung der Verstärkung des Lichtes durch die stimulierte Emission für den Laser im Allgemeinen als auch für diese Arbeit im Besonderen wird diesen Themen im nächsten Abschnitt ausführlich analysiert.

1.2 Eigenschaften der optischen Verstärkung

Die verschiedenen Prozesse im System konkurrieren miteinander und können nicht getrennt voneinander behandelt werden. Jedoch spielt die spontane Emission oberhalb der Laserschwelle im Laser keine entscheidende Rolle und wird deshalb vernachlässigt. Die Veränderung der Photonenflussdichte ϕ ist gegeben durch 1.16.

$$\frac{d\phi}{dz} = R_{SE} - R_A = A_{21} \cdot \frac{\lambda^2}{8\pi h} \cdot f_G(hc/\lambda) \cdot D(hc/\lambda)\phi(z) \quad (1.16)$$

In der Gleichung wurde der Fermi-Inversionfaktor f_G eingeführt mit $f_G = f_E - f_A$, dieser ist ein Maß für die Besetzungsinversion. Im thermischen Gleichgewicht ist dieser immer negativ, da der Grundzustand stärker besetzt ist als der angeregte Zustand. Damit lässt sich der Verstärkungsfaktor g_R definieren, siehe 1.17.

$$g_R(hc/\lambda) = A_{21} \cdot \frac{\lambda^2}{8\pi h} \cdot f_g(hc/\lambda) \cdot D(hc/\lambda) = \frac{\sqrt{2}\lambda^2(m_e^*)^{3/2}}{h^2} \sqrt{hc/\lambda - E_g} \cdot f_g(hc/\lambda) \quad (1.17)$$

Wichtig bei dieser Gleichung ist, dass ϕ von der Geometrie d.h. von der Länge (z -Richtung) abhängt. Damit ist gemeint, dass sich die Anzahl der Photonen beim durchqueren des Mediums (hier Halbleiter) verändert. Genauer verändert sich die Intensität von Licht I_0 beim Durchqueren eines Medium der Länge L , es gewinnt durch stimulierte Emission an Intensität oder verliert es durch Absorption. Die Veränderung der Intensität des Lichtes kann mit dem Lambert-Beer'schen Gesetz beschrieben werden. Zusammenfassend ergibt sich Formel 1.18.

$$I = I_0 \cdot \exp((\Gamma \cdot g(P) - \alpha_{loss}) \cdot L) \quad (1.18)$$

Dabei ist Γ der Füllfaktor, der Überlapp der Lasermode mit der aktiven Zone, in der die Zustandsinversion vorliegt. Der normierte Verstärkungsfaktor bzw. Gain ist $g(P)$ mit der Einheit cm^{-1} und α_{loss} bezeichnet die optischen Verluste ebenfalls mit der Einheit cm^{-1} , wobei $g(P)$ abhängig von der Pumpleistung ist. Der Verstärkungsfaktor g_R aus 1.17 ist dabei proportional zu der Beziehung $g(P) - \alpha_{loss}$. Der Quotient $\frac{I}{I_0}$ ist kleiner eins, wenn die Verluste dominieren, also $g - \alpha_{loss} \leq 0$ gilt und größer eins ist für $g - \alpha_{loss} \geq 0$.

Damit die Formel bzw. der Quotient die Veränderung der Intensität des Lichtes im Resonator d.h. bei einem einzelnen Durchgang bzw. round trip beschreibt muss berücksichtigt werden, dass das Licht das Medium zweimal durchquert, $L \rightarrow 2L$. Zusätzlich verliert der Resonator Licht durch die Transmission der Resonatorspiegel, im Fall des VECSELs T_{Bragg} für den Braggspiegel und $T_{Spiegel}$ für den Resonatorspiegel, daher ergibt sich die modifizierte

Formel 1.19:

$$\frac{I}{I_0} = \exp((\Gamma \cdot g(P) - \alpha_{loss}) \cdot 2L) \cdot (1 - T_{Bragg}) \cdot (1 - T_{Spiegel}) \quad (1.19)$$

Die internen optischen Verluste des Mediums im Resonator α_{loss} können zu einem absoluten Wert $1 - T_{loss}$ umformuliert werden. Der Sinn dieser Umformung ist es, die Verluste des Resonators analog zu der Transmission des Resonatorspiegels zu definieren (siehe Gleichung 1.20). Gäbe es keine optischen Verluste, wäre das Medium im Resonator (ohne die Absorption/Verstärkung in der RPG) Transparent und $T_{loss} = 1$ (eine ausführlichere Diskussion befindet sich in Kapitel 3.5.1).

$$2L \cdot \alpha_{loss} = \ln(T_{loss}) \quad (1.20)$$

$$2L \cdot \alpha_s = \ln(T_1 \cdot T_2) \quad (1.21)$$

Analog kann die Transmission der Resonatorspiegel in die Einheit cm^{-1} umgerechnet werden, α_s (siehe Gleichung 1.21). Die Auskopplung über den Spiegel bestimmt auch die Ausgangsleistung des Lasers, je höher die Auskopplung (je höher die Transmission) desto mehr der Leistung im Resonator wird davon in den Laserstrahl eingekoppelt. Die optische Verstärkung des VECSELs ist jedoch kein reiner Materialparameter wie bei kantenemittierenden Laserdioden, sondern besitzt durch die RPG-Resonanz eine starke geometrische Komponente (siehe dazu auch die Arbeiten von Tropper et al. [27, 5]). Daher ist die vorherige Beschreibung für RPGs nur bedingt geeignet. Für den VECSEL ist es daher sinnvoller, die optische Verstärkung analog zu T_{loss} in Prozent per round trip zu definieren. Dies entspricht der Einführung eines effektiven Materialparameters $g_{eff}(P)$.

Die Reflektivität des Braggspiegels kann gleich eins gesetzt werden. Eine Reflektivität kleiner als eins für den Braggspiegel fließt dann als Verlust in T_{loss} ein (siehe dazu Kapitel 3.5.2). Verluste und Verstärkung können dann zu eigenständigen Parametern T_{loss} und $\tilde{G}(P)$ zusammengefasst werden.

$$\frac{I}{I_0} = \tilde{G}(P) \cdot T_{loss} \cdot (1 - T_{Spiegel}) \quad (1.22)$$

Die Verluste des VECSELs in Form von $1 - T_{loss}$ werden in Kapitel 3.5.1 auf 0.3% bestimmt. Da sich die Verstärkung und T_{loss} in den Messungen nicht voneinander trennen lassen, ist es von Vorteil, eine Nettoverstärkung G zu definieren. Des Weiteren sind die Verluste gegenüber der Verstärkung, der mehrere Prozent groß sein muss, klein. Die Verstärkung des VECSELs $G(P)$ wird in dieser Arbeit so definiert, dass er bei der Transparenz null wird.

Daher wird er negativ für eine Absorption von Licht und positiv bei einer Verstärkung von Licht. Damit folgt die Formel 1.23:

$$\tilde{G}(P) \cdot T_{loss} = (G(P) + 1) \quad (1.23)$$

Zwei Spezialfälle verdienen eine gesonderte Betrachtung. Zum einen ist dies die Kompensation aller Resonatorverluste durch die optische Verstärkung. In diesem Fall ist die Leistung innerhalb des Resonators konstant, d.h. $\frac{I}{I_0} = 1$, und aus Formel 1.22 ergibt sich eine Beziehung zwischen der Spiegeltransmission und der Verstärkung, zusammengefasst in Formel 1.24. Dabei wurde die Gleichung mit einer Taylor-Entwicklung umgeformt. Die Pumpleistung, bei der die Resonatorleistung von der Verstärkung konstant gehalten wird, ist gleichzusetzen mit der Laserschwelle $P_{schwelle}$ für die zugehörige Spiegeltransmission.

$$\frac{I}{I_0} = 1 = (G(P_{schwelle}) + 1) \cdot (1 - T_{Spiegel}) \leftrightarrow (G(P_{schwelle}) + 1) \approx (1 + T_{Spiegel}) \quad (1.24)$$

Die optische Verstärkung kann damit über eine Variation der Transmission des Resonatorspiegels bestimmt werden. Dies ist der Schwerpunkt des Abschnittes 6.1.

Wenn die Verstärkung nur die internen Verluste des VECSELs kompensiert wird der Chip transparent bezeichnet; die damit verbundene Pumpleistung wird als Transparenzleistung P_{tr} bezeichnet. Die entsprechende Beziehung lässt sich aus Formel 1.24 ableiten, indem $T_{Spiegel} = 0$ gewählt wird. In der verwendeten Normierung gilt $G(P_{tr}) = 0$, eine negative optische Verstärkung entspricht also einer Absorption des Lichtes und einer Verringerung der optischen Leistung im Resonator.

$$\frac{I}{I_0} = 1 = (G(P_{tr}) + 1) \leftrightarrow G(P_{tr}) = 0 = \Gamma \cdot g_{eff}(P_{tr}) - \alpha_{loss} \quad (1.25)$$

Die optische Verstärkung wird bestimmt von der Ladungsträgerdichte in den Quantum Wells und diese ist proportional zur der eingestrahlten (absorbierten) Pumpleistung P . Für die Abhängigkeit der Verstärkung von der Pumpleistung werden verschiedene empirische Modelle diskutiert: ein logarithmisches Modell für die optische Verstärkung 1.26, wie es im Lehrbuch von Coldren und Corzine [28] beschrieben wird, und ein lineares Modell 1.27, das in erster Linie für Doppel-Heterostruktur-Laser entwickelt wurde [29]. Dem linearen Modell liegt zugrunde, dass die Verstärkung als stimulierte Emission zu der Besetzung der Zustände in den QWs proportional ist (siehe Gleichung 1.3) und die Besetzung ist proportional zu der Pumpleistung (siehe Gleichung 1.29). Im Fall des linearen Modells wächst dieser unbeschränkt mit der induzierten Leistung an, was eine unrealistische Annahme ist, da die Zahl der

Zustände, die für eine stimulierte Emission infrage kommen, begrenzt sind. Das logarithmische Modell berücksichtigt eine einsetzende Sättigung (oder Verstimmung) und wird deshalb in dieser Arbeit vorzugweise verwendet.

$$G = g_0 \cdot \ln \left(\frac{P}{P_{tr}} \right) \quad (1.26)$$

$$G = a \cdot (P - P_{tr}) \quad (1.27)$$

In den Gleichungen werden die Proportionalitätskonstanten g_0 und a eingeführt mit den Einheiten % per round trip bzw. % per round trip pro Watt. Die optische Verstärkung wird dabei im Verhältnis zur Transparenzleistung P_{tr} angegeben. Die Transparenzleistung ist definiert als die Pumpleistung, ab der die QWs das Laserlicht nicht mehr absorbieren. In Kapitel 6.3.1 wird auf die Übereinstimmung der gemessenen Werte für die optische Verstärkung mit dem logarithmischen Modell eingegangen. Durch eine Umformung von Formel 1.26 ergibt sich ein Zusammenhang zwischen der Transparenz- P_{tr} und der Schwellleistung P_{th} über die Formel 1.28.

$$P = P_{tr} \cdot \exp \left(\frac{G}{g_0} \right) \quad (1.28)$$

1.3 Lasergleichung

Die Ausgangsleistung des Lasers wird von der Art und der Effizienz des Pumpens des Grundniveaus bestimmt sowie dadurch, wie schnell die Verluste des Lasers durch eine stimulierte Emission überwunden werden können d.h. wie die optische Verstärkung von der Ladungsträgerdichte abhängt

Die geometrischen Eigenschaften des Laserstrahls (Abstrahlwinkels sowie Lasermoden d.h. Intensitätsverteilung) werden durch den geometrischen Resonator (Krümmungsradius der Spiegel) bestimmt werden, siehe den nächsten Abschnitt.

Die Pumpleistung P_{pump} ist proportional zu der Anzahl der Ladungsträger, die in dem Chip erzeugt werden. Damit ergibt sich auch ein Zusammenhang zwischen der Anregungsdichte, Pumpleistung bezogen auf die Fläche des Pumpspotes, und der Ladungsträgerdichte in den QWs n_{QW} (siehe Formel 1.29).

$$n_{QW} \propto \frac{P_{pump}}{F_{spot}} \cdot A \cdot \eta_{qw} \cdot \eta_{quant} \quad (1.29)$$

Wobei $\eta_{quant} \approx \frac{808nm}{1050nm}$ der Wirkungsgrad der Emission des Laser ist, A die Absorptionsrate des Pumplichtes im Chip und η_{qw} der Wirkungsgrad des Einfangens der Ladungsträger durch die QWs. Die Ausgangsleistung der Laser

hängt linear von der Pumpleistung ab; es ergibt sich die Formel 1.30.

$$P_{out} = (P_{pump} - P_{th}) \cdot \eta_{diff} \quad (1.30)$$

Die Ausgangsleistung eines Lasers hängt von der differentiellen Effizienz oder Steilheit η_{diff} sowie von der Pumpleistung abzüglich der Schwellleistung P_{th} ab. P_{th} ist so definiert, dass die optische Verstärkung des Chips die Transmission des Resonators kompensiert.

Die differentielle Effizienz ist definiert als Teil der Resonatorleistung, die über den Spiegel ausgekoppelt wird. Das Licht im Resonator wird aber über alle Spiegel ausgekoppelt. In der Regel ist ein Spiegel jedoch hochreflektierend mit $R \geq 99.9\%$, im Fall des VECSELs ist dies der Braggspiegel. Der überwiegende Teil der Auskopplung erfolgt über den Spiegel mit der höchsten Transmission. Die Auskopplung bzw. differentielle Effizienz ist also proportional zum Verhältnis der Resonatortransmissionen zu allen Transmissionen inklusive T_{loss} . Die interne Effizienz η_{int} ist der Bruchteil der Pumpleistung, der effektiv zur stimulierten Emission beiträgt, und entspricht der internen Effizienz des VECSELs bei perfekter Auskopplung aus dem Resonator. Die entsprechende Gleichung 1.31 ist aus dem Buch von Coldren [28] entnommen.

$$\eta_{diff} = \eta_{int} \frac{\ln(1 - T_{Resonator})}{\ln(1 - T_{Resonator}) + \ln(T_{loss})} \quad (1.31)$$

Die Gesamteffizienz des VECSELs wird als optische Effizienz η_{opt} angegeben; sie ist als Verhältnis der Ausgangsleistung zur Pumpleistung definiert (siehe Gleichung 1.32).

$$\eta_{opt} = \frac{P_{opt}}{P_{pump}} \quad (1.32)$$

Für sehr große Pumpleistungen oder sehr kleine Schwellen gilt $\eta_{opt} \rightarrow \eta_{diff}$, die optische Effizienz wird also aktiv von der differentiellen Effizienz begrenzt. Bei dieser Definition der optischen Effizienz η_{opt} wird ignoriert, dass die Pumpwellenlänge und die Emissionswellenlänge nicht identisch sind. Wird dies berücksichtigt, ergibt sich die Photoneneffizienz oder Umwandlungseffizienz η_p (siehe Gleichung 1.33). Diese Effizienz charakterisiert die Umwandlung der Pumpphotonen in Laserphotonen.

$$\eta_p = \frac{\lambda_{laser}}{\lambda_{pump}} \cdot \eta_{opt} = \frac{\lambda_{laser}}{\lambda_{pump}} \cdot \frac{P_{opt}}{P_{pump}} \quad (1.33)$$

Analog kann auch die differentielle Effizienz gemäß dem Unterschied zwischen Pumpwellenlänge und Emissionswellenlänge korrigiert werden. Die differentielle Photoneneffizienz $\eta_{p,diff}$ ist durch Gleichung 1.34 definiert. Der

Sinn dieser Korrektur ist es, einen Rückschluss auf die Quanteneffizienz zu ermöglichen, also den Bruchteil der Pumpphotonen, der in Laserphotonen umgewandelt wird.

$$\eta_{p,diff} = \frac{\lambda_{laser}}{\lambda_{pump}} \cdot \eta_{diff} \quad (1.34)$$

Die optische Effizienz des VECSELs ist durch den Unterschied zwischen Pumpwellenlänge und Emissionswellenlänge begrenzt. Die differentielle Effizienz des Lasers in Abhängigkeit von diesem Unterschied, dem Quantendefekt, wird im Kapitel über die Pumpwellenlänge 5 diskutiert.

1.4 Aufbau eines VECSELs

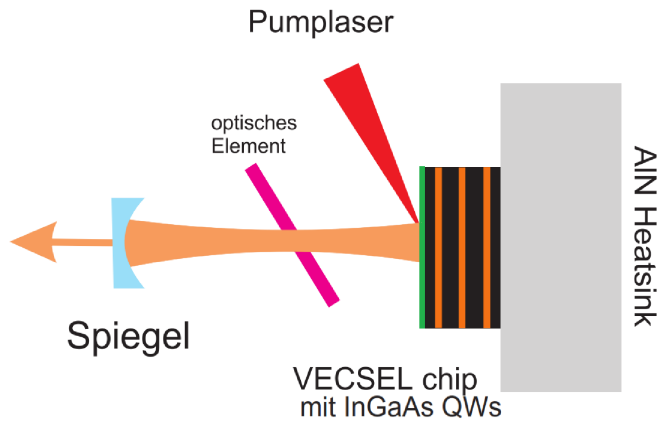


Bild 1.6: Skizze des VECSELs mit einem linearen Resonator.

In dieser Arbeit wird ein optisch gepumpter *vertical external cavity surface emitting laser*, VECSEL, analysiert. Er besteht, wie der Name sagt, aus einem externen Resonator, dessen Länge und Auskopplung von einem externen austauschbaren Resonatorspiegel mit der Transmission $T_{Spiegel}$ bestimmt wird. Die Bezeichnung extern bezieht sich darauf, dass der Resonator und der Auskoppelspiegel nicht in dem Halbleiterchip integriert sind. Damit stellt der VECSEL eine eigene Klasse von Lasern dar. Die andere Seite des Resonators wird vom VECSEL-Chip gebildet, der einen hoch reflektierenden Braggspiegel enthält, der als Endspiegel des Resonators dient. Der VECSEL-Chip wird

von einem 808 nm Pumplaser gepumpt. In den externen Resonator können optische Elemente eingebracht werden, z.B. wellenlängenstabilisierende Elemente wie ein Etalon. Die wichtigsten optischen Elemente sind nichtlineare Kristalle, die zur Frequenzverdopplung verwendet werden. Das System ist in Bild 1.6 skizziert und unter anderem auch in den Arbeiten von Troper et al., Kuznetsov et al. und Lutgen et al. [27, 30, 18] beschrieben.

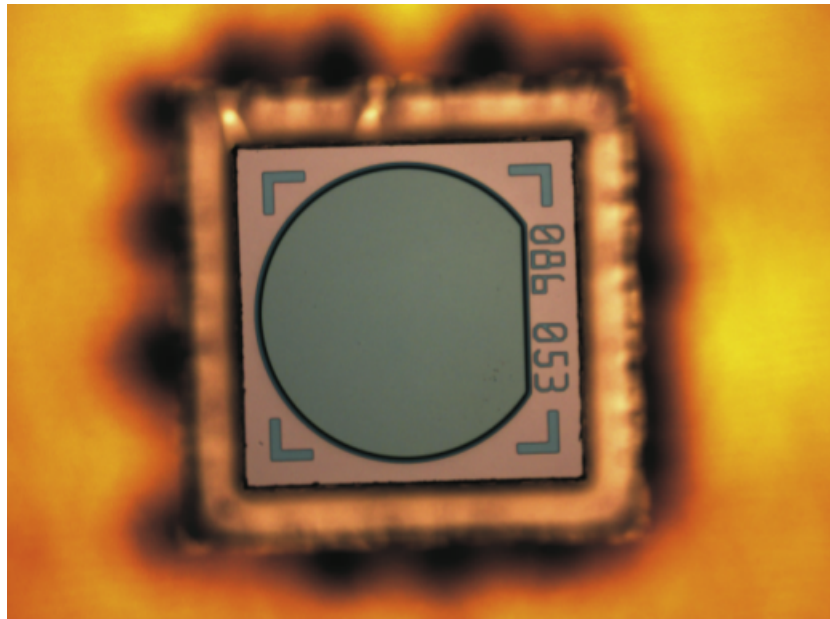


Bild 1.7: Bild eines montierten VECSEL-Chips. Zu erkennen sind die graugrüne aktive Fläche und die graugrüne Beschriftung; Erstere besteht aus den Epitaxie-Schichten mit der Antireflexbeschichtung. Die Beschriftung besteht nur aus der Antireflexbeschichtung. Die restlichen Schichten sind bis auf das GaAs-Substrat weggeätzt. Der Chip ist auf einem AlN-Wärmespreizer mit Goldzinnlot verbunden und auf einen vergoldeten Kupferblock gelötet (gelber Hintergrund). Der Kupferblock verbessert die Hantierbarkeit und dient als Wärmesenke durch seine hohe Wärmekapazität und thermische Leitfähigkeit.

Der VECSEL-Chip ist die bestimmende Komponente des gesamten Systems, da er die Leistung und die Emissionswellenlänge des Lasers maßgeblich vorgibt. Ein Foto eines vereinzelt und montierten VECSELs zeigt Bild 1.7. Der VECSEL ist ein Oberflächenlaser und besitzt eine sehr große Fläche mit einem Durchmesser von ca. $500\mu m$. Die Fläche dient sowohl der Einkopplung des Pumplasers als auch der Auskopplung des Laserlichtes. Dies bedeutet, dass der Laserstrahl senkrecht aus dem Chip und damit den Quantum Wells austritt. Deshalb ist der vertikale Überlapp zwischen dem Laser und den QWs im Chip sehr klein.

1.4.1 Resonatorspiegel

Ein Laser besteht aus einem verstärkenden Medium und aus einem Resonator für das Laserlicht. Dabei bilden zwei parallel ausgerichtete Spiegel den einfachsten Typ eines Resonators, den *Fabry – Pérot*-Resonator.

Ein großer Vorteil des VECSELS ist es, dass der externe Resonatorspiegel einfach auszutauschen ist gegen eine Vielzahl von unterschiedlichen Spiegeln mit unterschiedlicher Transmission $T_{Resonator}$. Dafür müssen weder der Chip noch seine Beschichtungen geändert werden. Dies ist zudem eine wichtige Analyse-methode, die in der vorliegenden Arbeit oft verwendet wird (siehe dazu z.B. Abschnitt 3.4). Dabei werden Resonatorspiegel verwendet, die eine Transmission zwischen 6% und fast 0% haben. Die Spiegel haben eine planare Rückseite mit Antireflexbeschichtung und eine konkave Vorderseite. Der Krümmungsradius der verwendeten Spiegel variiert zwischen 25 mm und 100 mm. Es handelt sich dabei um dielektrische Spiegel. Der Reflexionsgrad der Spiegel wird über die Art und Anzahl von dielektrischen Schichten gesteuert. Für einen effizienten Laserbetrieb ist eine genaue Positionierung des Spiegels in Bezug zum Chip notwendig (siehe dazu den Abschnitt 2.1).

Die Leistung, die sich im Resonator in Form von Photonen befindet, ist deutlich höher als die Leistung, die durch den Resonatorspiegel ausgekoppelt wird. Der Faktor ist einfach die Inverse der Transmission des Spiegels, d.h., bei einer Transmission von 1.2% tritt im Resonator eine 83 Mal so hohe Leistung wie im Laserstrahl auf. Durch den offenen Resonator beim VECSEL ist diese Energie im Gegensatz zu einem kantenemittierenden Laser zugänglich. Dies ermöglicht eine Intracavity-Frequenzverdopplung und eröffnet ein größeres Anwendungsfeld.

Distributed Bragg Reflector

Der zweite Resonatorspiegel wird vom einem epitaxial gewachsenen *distributed bragg reflector* gebildet, der aus 23 AlGaAs/GaAs-Spiegelpaaren besteht. An jeder Schicht wird ein Teil des Lichtes nach den Fresnel'schen Formeln reflektiert. Die reflektierten Strahlen interferieren konstruktiv, wenn die Schichten eine optische Dicke von einem Viertel der Wellenlänge haben. Licht mit der passenden Wellenlänge kann die Struktur nicht durchqueren, daher entsteht ein hoch reflektiver Reflektor. Der spektrale Bereich, in dem die Reflexion sehr hoch ist (beinahe Eins), heißt Stoppband.

Die Reflektivität des Stoppbandes berechnet sich nach Formel 1.35 und 1.36 aus der Arbeit von Sheppard et al. [31]. Die Reflektivität wird bestimmt aus dem Unterschied der Brechungsindizes n_1 und n_2 und der Anzahl der Spie-

gelpaare N . Zusätzlich muss das Substrat n_s , auf dem die Spiegel gewachsen sind, und das Medium mit n_0 berücksichtigt werden.

$$R = \frac{n_0(n_1)^N - n_s(n_2))^N}{n_0(n_1)^N + n_s(n_2)^N} \quad (1.35)$$

Die Breite des Stoppbandes des Braggspiegels berechnet sich nach der Formel 1.36:

$$\Delta\lambda = \frac{4\lambda}{\pi} \arcsin\left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}\right) \quad (1.36)$$

Der hier verwendete Braggspiegel besitzt eine Reflektivität von ca. 99.9% im VECSEL (siehe dazu Abschnitt 3.5.2 über die Messung der Braggreflektivität). Das Stoppband ist ca. 140 nm breit und läuft von ca. 980 nm bis 1120 nm.

1.5 Resonant Periodic Gain Structure

Der VECSEL besteht aus drei Bereichen, dem AlGaAs/GaAs-Braggspiegel, der direkt auf dem GaAs-Substrat gewachsen ist. Dem DBR folgt die aktive Zone bzw. die RPG mit ihren InGaAs-QW eingebettet in GaAs, die GaAsP-Schicht zur Verspannungskompensation und der GaAs-Pumplichtabsorber. Oberhalb der aktiven Zone befindet sich eine AlGaAs-Fensterschicht, die verhindert, dass die Ladungsträger zur Oberfläche diffundieren und dort nicht strahlend rekombinieren. Eine Skizze des Schichtaufbaues mit einer Aufschlüsselung der einzelnen Schichten ist in Bild 1.8 dargestellt. Die Absorption des Pumplichts in den GaAs-Schichten wird in Kapitel 5 ausführlich diskutiert.

Der Aufbau des Chips lehnt sich an den publizierten Vorschlag von Tropper und Hoogland [5] an. Die Schichtfolge wurde an die spezifischen Anforderungen, die ein frequenzverdoppelter grüner Laser für mobile Projektoren stellt, angepasst. Dazu wurde speziell die Anzahl der QWs verändert. Das Banddiagramm des Tropper-Hoogland-VECSELs ist in Bild 1.9 angegeben.

Nach der theoretischen Analyse von He et al. [32] liegt die optimale Anzahl an QWs für eine Auskopplung von 2% bei 5 QWs. Eine höhere Anzahl an QWs reduziert die optische Effizienz durch eine höhere Laserschwelle bei der Auskopplung von 2%. Nach Zhang et al. [33] ist es optimal, wenn die QWs 8-10 nm dick und von GaAsP-Schichten zur Erhöhung der Barrieren umgeben sind.

Die Verstärkung des Lichtes erfolgt in der aktiven Zone eines Lasers. Bei einem kantenemittierenden Laser ist dies meist ein QW, welcher den Resonator der Länge nach auffüllt. Dabei ist zu bedenken, dass die Intensität der

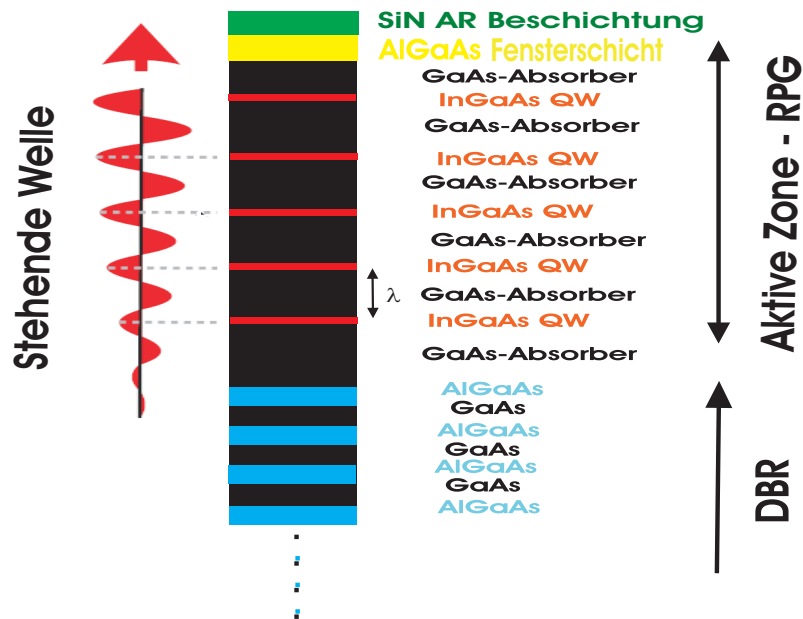


Bild 1.8: Aufbau des VECSEL-Chips: Braggspiegel, aktive Zone und Antireflexbeschichtung. Durch die Positionierung der QWs in den Maxima der stehenden Laserwelle wird die QW-Emission resonant verstärkt.

stehenden Laserwellen im Resonator nicht konstant ist, sondern proportional zu $\sin^2(2 \cdot x \cdot \pi / \lambda)$. Das bedeutet aber auch, dass regelmäßig bei allen $\frac{\lambda}{2}$ die Intensität der Welle auf null fällt. In diesem Bereich ist auch die Verstärkung des Lichtes gleich null, ungeachtet der Ladungsträgerkonzentration in dem QW, siehe Gleichung eq:Rate3. Da die Intensität proportional zur spektralen Strahlungsenergiedichte U ist. Zwischen den Minima ist die Intensität und damit die Verstärkung maximal.

Daher kann der QW theoretisch auf die Bereiche reduziert werden, wo die Verstärkung maximal ist. Dies ist jedoch praktisch nicht realisierbar, da der QW nicht entsprechend hergestellt werden kann, aber es ist möglich, mehrere QW parallel im Abstand von $\frac{\lambda}{2}$ zu wachsen. Dies ist das Grundprinzip des Aufbaus der aktiven Zone eines VECSELs. In der Skizze 1.10 wird dieses Prinzip verdeutlicht.

Jedoch sind die QWs mit wenigen Nanometern zu schmal, um das Maximum der stehenden Welle vollständig auszunutzen, wobei dies für kürzere Wellenlängen ein kleineres Problem darstellt als für 1050nm. Von Vorteil ist die stärkere Konzentration der Ladungsträger im Bereich des Maximums der stehenden Welle. Um das Maximum in seiner vollen Breite auszunutzen, platzieren einige Arbeitsgruppen mehrere QWs in ein Maximum, wie z.B.

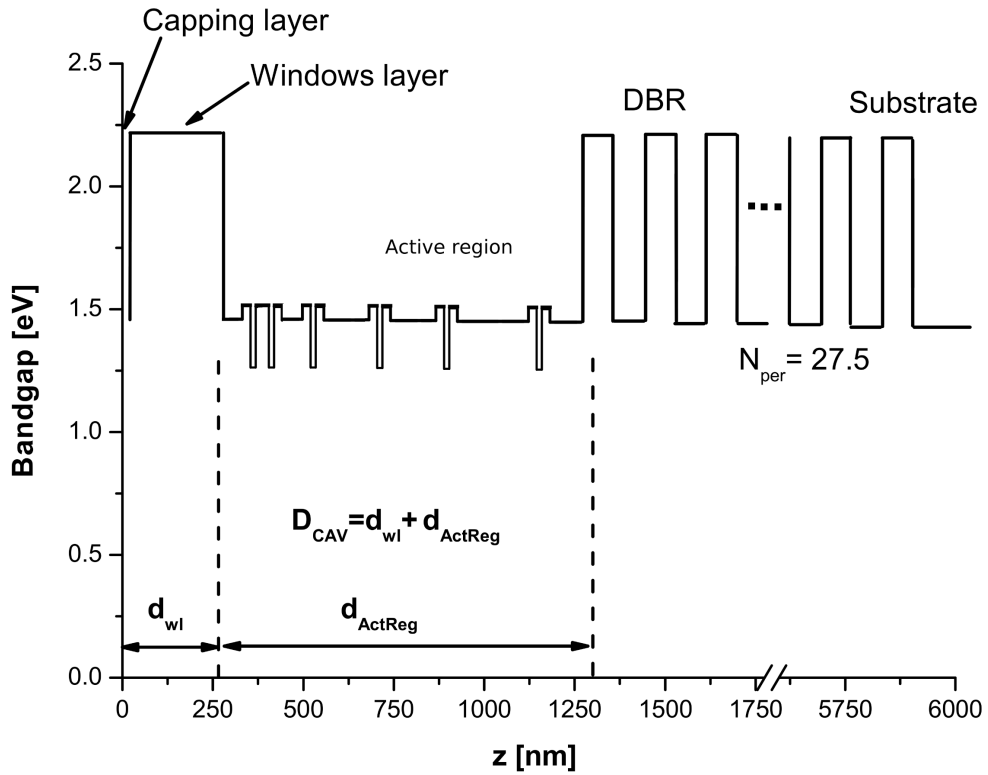


Bild 1.9: Banddiagramm des 1030-nm-VECSEL-Designs von Tropper und Hoogland aus [5].

Lindberg et al., die pro Maximum vier QWs platzieren [34]. In dem hier untersuchten Design ist es aber nur ein QW pro Maximum.

Dies ist kein Nachteil, da es zusätzlich zu einer resonanten Verstärkung des Lichtes kommt. Daher wird eine solche Struktur auch als *resonant periodic gain structure* bezeichnet, kurz RPG. Diese ist in den Arbeiten von Raja et al. [35] und Tropper et al. [5] detailliert beschrieben.

Die QWs lassen sich in einem einfachen Ansatz als Punktquellen beschreiben, deren kohärente Emission miteinander konstruktiv interferiert. Die Wellenlänge, bei der diese konstruktive Interferenz auftritt, wird durch den Abstand der periodisch angeordneten QWs vorgegeben. Für andere Wellenlängen kommt es zu einer destruktiven Interferenz. Dies führt zu einer Verbesserung der QW-Verstärkung, was in Bild 1.11 aus [35] dargestellt ist. Dort ist die berechnete Gesamtverstärkung für 15, 30 und 60 Quantum Wells aufgetragen, die Verstärkung eines einzelnen QW ist normiert auf eins. Das Spektrum der optischen Verstärkung zeigt bei der Zielwellenlänge, in diesem Beispiel 825 nm, einen klaren Peak. Dieser wird mit mehr QWs stärker ausgeprägt,

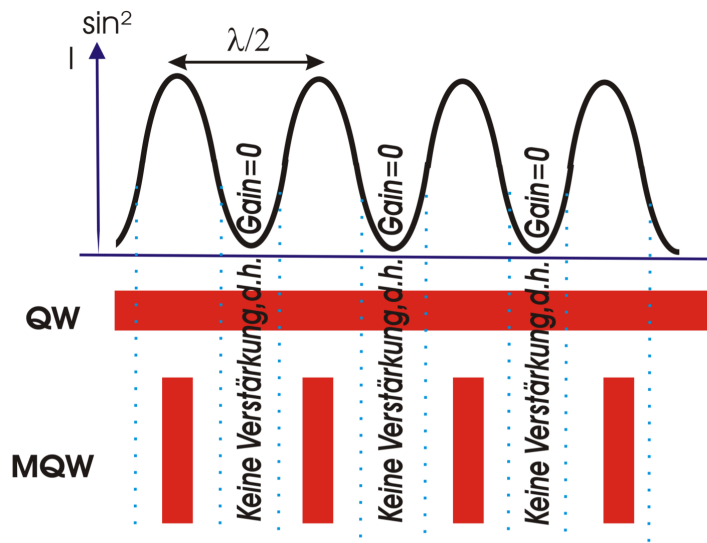


Bild 1.10: Die Intensität der stehenden Welle im Resonator ist proportional zu $\sin^2(2 \cdot x \cdot \pi / \lambda)$. Wird dies auf einen QW übertragen, ergeben sich regelmäßige Abschnitte, wo die Intensität und damit die Verstärkung null ist. In einem parallelen QW-System, wie beim RPG des VECSELs, können diese toten Verstärkungsgebiete ausgespart werden.

d.h., die Breite des Peaks, genauer FWHM (*full width at half maximum*), reduziert sich. Abseits des Peaks pendelt die Verstärkung in dieser Normierung um die Hälfte der QW-Anzahl. Dies entspricht dem Wert, der für kontinuierliche QWs, also nicht resonant, erwartet wird. Damit kann durch die resonante Anordnung der QWs die Verstärkung in diesem Beispiel um den Faktor 2 verstärkt werden. Der Faktor 2 lässt sich dadurch erklären, dass bei einem durchgehenden QW die gemittelte Feldstärke der stehenden Welle bei $D_0/2$ liegt. Für die resonante Positionierung der QWs in den Maxima des stehenden Feldes liegt die Feldstärke bei D_0 .

Daher muss zwischen der QW-Verstärkung und der Gesamtverstärkung unterschieden werden, da die Gesamtverstärkung der aktiven Zone sich nicht einfach additive aus der Verstärkung der einzelne QWs zusammensetzt. Letzterer ist infolge der RPG keine Materialkonstante und gibt nur geringe Auskunft über die Materialqualität.

Die Stärke der Resonanz wird auch dadurch verstärkt, dass sich die RPG in einem Resonator befindet und mit der stehenden Welle in diesem in Wechselwirkung steht. Je niedriger die Auskopplung des Resonators ist, desto höher ist Feldstärke in diesem, desto mehr Photonen sind im Resonator. Die führt dazu das die Resonanz stärker und schärfer wird, da die Photonen die RPG öfters durchqueren müssen und dies über die konstruktive Interferenz stärker

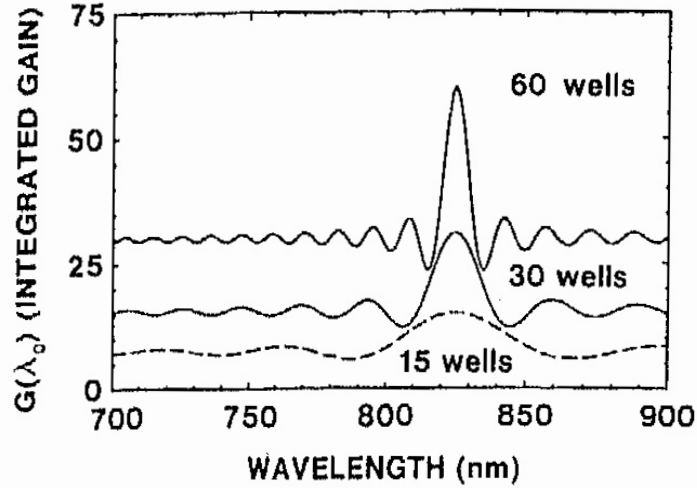


Bild 1.11: Berechnetes relatives Spektrum der optischen Verstärkung für 15, 30 und 60 Quantum Wells, die Verstärkung eines einzelnen QW ist normiert auf eins. Mit steigender Anzahl der QWs bildet sich eine scharfe Resonanz in der Verstärkung aus, in diesem Beispiel bei 825 nm. Das Bild stammt aus der Arbeit von Raja et al. [35]

gefiltert werden.

Die Stärke der Verstärkung bzw. die Qualität der RPG hängt von vielen Faktoren ab, unter anderem von der Wellenlänge, der Temperatur sowie der Anzahl und Position der QWs. Eine ausführlichere Betrachtung und Messung erfolgt in Kapitel 6.

Durch die Wahl des Abstandes der QWs kann die Emissionswellenlänge beeinflusst werden, da mit der Resonanz auch das Maximum der Verstärkung verschoben wird. Dies ist ein zusätzlicher Freiheitsgrad im Design, der jedoch durch die QW-Verstärkung beschränkt wird.

Die VECSEL in dieser Arbeit haben eine Zielwellenlänge von ca. 1060 nm (im Vakuum), was frequenzverdoppelt 530 nm ergibt. Die Festlegung der Zielwellenlänge legt den Abstand der QWs auf ein Vielfaches der halben Wellenlänge (in GaAs) ca. 150 nm fest. Der VECSEL bzw. die PRP ist nicht im Wellenlängenbereich oder auf ein Materialsystem eingeschränkt, und es wurden eine Vielzahl von erreichten Wellenlängen publiziert, unter anderem vom Haring et al., Jacquemet et al. Hopkins et al, Fallahi et al und Schwarzbäck et al. [36, 37, 38, 39, 40, 41, 42, 7]

1.5.1 Temperaturabhängigkeit der RPG

Die Resonant Periodic Gain Structure reagiert sehr empfindlich auf eine Änderung der Chiptemperatur. Mit steigender Temperatur wird sowohl die Bandkante des InGaAs langwelliger als auch der optische Abstand der QWs untereinander größer, neben der thermischen Ausdehnung wird auch der Brechungsindex mit steigender Temperatur niedriger. Beide Effekte führen zu einer längerwelligen Emission, jedoch sind die Effekte unterschiedlich stark. Die Emission der QWs verschiebt sich mit der Bandlücke der QWs mit ca. $0.3 \frac{nm}{K}$, während der optische Abstand der QWs unter Berücksichtigung der geänderten Wellenlänge sich nur mit $0.09 \frac{nm}{K}$ verschiebt. Daraus folgt, dass die Emission der QWs und die RPG nur bei einer bestimmten Temperatur aufeinander abgestimmt sind, dh. die Emission der QWs trifft exakt die Resonanz der periodischen Anordnung der QWs. Für die in dieser Arbeit untersuchten Chips wurden 40°C als Zielbereich gewählt. Der Verlauf der beiden Effekte ist in Graph 1.12 aufgetragen. Der Graph stellt den theoretischen Verlauf der Verstimmung da: Bei einer zu hohen oder zu tiefen Temperatur ist der VECSEL verstimmt, das heißt, der Abstand zwischen der RPG-Resonanz und der QW-Emission ist zu groß, was die Effizienz und die optische Verstärkung des VECSELS reduziert.

Ist die optimale Temperatur zu niedrig, steigt die Verstimmung im Laserbetrieb zu stark an und die optische Effizienz sinkt überproportional stark, was ein thermisches Überrollen bei niedrigen Pumpleistungen versucht. Fällt die optimale Temperatur (bei der die Emission und die Resonanz zusammenfallen) zu hoch aus, ist die Verstimmung bei zu niedrigen Temperaturen zu hoch. Dies verursacht eine zu hohe Laserschwelle durch die reduzierte optische Verstärkung bei niedrigen Temperaturen bzw. Pumpleistungen.

Da der VECSEL aufgrund der Verluste im Betrieb eine immer höhere Temperatur erreicht, wird er sich zwangsläufig verstimmen und damit ineffizienter werden, was zum thermischen Überrollen des VECSELS beiträgt. Diese kritische Verstimmung wird vom Chipdesign durch die Zielwellenlänge bzw. die Wahl des Abstandes vorgegeben. Die optische Effizienz und das Überrollen des VECSELS hängen dabei sehr stark von der Verstimmung bzw. von der Emissionswellenlänge des VECSEL-Chips ab. Die Verschiebung der Laserwellenlänge liegt zwischen $0.3 \frac{nm}{K}$ und $0.09 \frac{nm}{K}$, wird aber stärker von dem kurzwelligeren Anteil bestimmt.

1.5.2 Antireflexbeschichtung

Der Chip besitzt zusätzlich eine Antireflexbeschichtung (AR), welche sowohl die Reflexion des Pumplichtes bei 808 nm als auch die Reflexion der Emis-

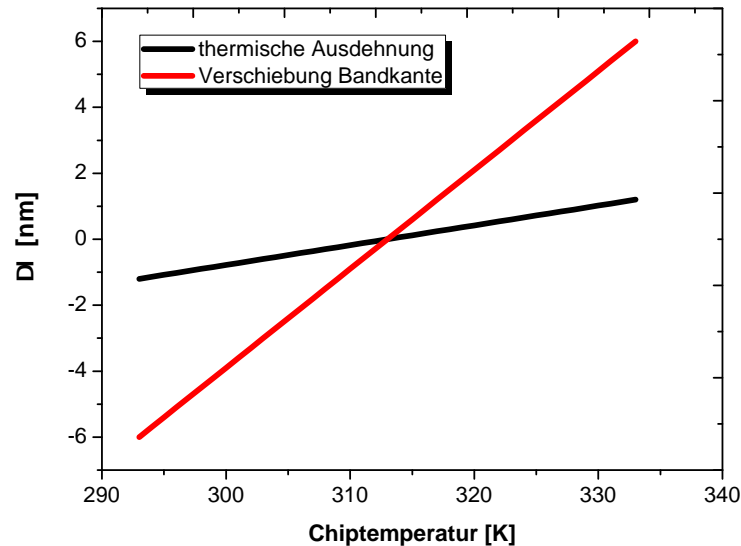


Bild 1.12: Durch die Erwärmung vergrößert sich der optische Abstand zwischen den QWs einmal durch die Wärmeausdehnung mit $\alpha\Delta T$, wobei α der Wärmeausdehnungskoeffizient ist, am stärksten durch die Veränderung des effektiven Brechungsindex, durch die Veränderung des Brechungsindex selbst und durch dessen Wellenlängenabhängigkeit. Gleichzeitig verschiebt sich auch die Emission der QW. Diese Verschiebung erfolgt aber mit ca. $0.3 \frac{nm}{K}$ für die Bandkante und ca. $0.09 \frac{nm}{K}$ durch die Zunahme des optischen Abstandes unterschiedlich stark. Damit gibt es nur einen kleinen Temperaturbereich um $40^\circ C$, in dem der VECSEL optimal eingestellt ist.

sionswellenlänge bei 1050 nm minimiert. Die Lambda-Viertel-Schicht, welche die AR bildet, besteht aus Siliziumnitrid. Für die Pumpwellenlänge von 808 nm unter einem Einfallswinkel von 45° besitzt die Beschichtung eine Reflektivität von 3.6%.

Die Auskopplung des Laserlichtes aus dem Halbleiterchip in den externen Resonator wird dadurch begünstigt, dass die Beschichtung auch die Reflektivität bei 1050 nm reduziert. Die Reflektivität hat auch einen starken Einfluss auf die RPG und die optische Verstärkung. Je höher die Reflektivität bei 1050 nm ist, desto mehr Laserphotonen sind im Chip, was die Resonanz mit der RPG verstärkt, siehe dazu die Abschnitte 4.2 und 7.1.

1.6 Pumplaser

Das optische Pumpen hat den Vorteil, dass auf eine Dotierung des Chips verzichtet werden kann, womit die internen optischen Verluste minimiert sind.

Der VECSEL wird in der Regel optisch mit einem temperaturstabilisierten 808-nm-Diodenlaser gepumpt, der eine Ausgangsleistung von bis zu 4 Watt besitzt. Die Wahl der Wellenlänge des Pumplasers hat einen starken Einfluss auf die Leistung des VECSELS, eine ausführliche Diskussion der Absorption der Pumpwellenlänge erfolgt in Kapitel 6.

Der Strahl des Pumplasers wird über eine Faser und eine Faseroptik auf den Chip fokussiert, wo die Pumpleistung absorbiert wird. Der Pumplaser trifft unter einem Winkel von 45° auf den Chip, daher ist der Spot elliptisch verzerrt. Durch die Verwendung von verschiedenen Faseroptiken können Pumpspots realisiert werden, die unterschiedliche Durchmesser haben. Der Standarddurchmesser des Spots beträgt $100\mu m \cdot 140\mu m$. Mit dem verwendeten Pumplaser ergeben sich dann eine Leistungsdichte (Pumpleistung geteilt durch Spotfläche) von über $40kW/cm^2$. Durch eine Variation des Durchmessers des Pumpspots kann die Fokussierung manipuliert werden, was letztlich die Laserschwelle und die maximale Ausgangsleistung des VECSELS mit bestimmt (siehe dazu Abschnitt 3.9).

1.7 Simulationen

Für ein tieferes Verständnis des VECSELS sind neben Messungen auch theoretische Simulationen des Systems hilfreich. Die in dieser Arbeit verwendete Simulation setzte sich aus mehreren Schritten zusammen. Als Erstes wird über eine Transfermatrixmethode die Intensitätsverteilung des elektrischen Feldes im Chip berechnet. Diese Methode wird unter anderem von A. Tropsch und S. Hoogland in [5] und im Buch von Colodren [28] beschrieben.

Der VECSEL Chip ist ein Multilayersystem, das sich aus über 60 einzelnen Schichten mit unterschiedlichen optischen Eigenschaften (Brechungsindex, Absorptionskoeffizient) zusammensetzt. An jeder dieser Grenzflächen wird das durchquerende Licht jeder Wellenlänge teilweise reflektiert, woraus Resonanzeffekte folgen können. Die stehende Welle innerhalb des Resonators besteht aus Anteilen, die entgegengesetzte Richtungen propagieren. Da der VECSEL eine eindimensionale Struktur reduziert sich die Ausbreitung der Welle in der z-Richtung. Das elektrische Feld setzt sich aus zwei Komponenten zusammen $E = E_r e^{ikz} + E_l e^{-ikz}$. Nach den Maxwellgleichungen muss an einer Grenzfläche sowohl das elektrische Feld als auch dessen Ableitung stetig sein.

Zur Berechnung des stehenden Feldes aber auch der Absorption der Pumpwellenlänge wird die Transfermatix-Methode verwendet, siehe auch die Arbeit von Katsidis et al. [43].

Die Transfermatrix $M(d : n)$ hat dabei die folgende Form, Gleichung 1.37. Jede Schicht der Dicke d_n wird dabei durch eine eigene Transfer-Matrix beschrieben, die Gesamttransmission ergibt sich aus der Multiplikation der einzelnen Matrize.

$$M(d_n) = \begin{pmatrix} \cos(k \cdot d_n) & \frac{\sin(k \cdot d_n)}{k} \\ -k \cdot \sin(k \cdot d_n) & \cos(k \cdot d_n) \end{pmatrix} \quad (1.37)$$

Die Propagierung der Welle durch einen Multilayer der Dicke L wird nach Gleichung 1.38 beschrieben als mehrfache Matrixmultiplikation.

$$\begin{pmatrix} D(L) \\ dD(L)/dz \end{pmatrix} = \prod_n M_n(d_n) \begin{pmatrix} D(0) \\ dD(0)/dz \end{pmatrix} \quad (1.38)$$

Aus dem Verhältnis von $(D(L)/D(0))^2$ folgt die Gesamtabsorption des Lichtes im VECSEL bzw. aus $(D(d_{n+1})/D(d_n))^2$ die Absorption in den einzelnen Schichten. Aus der Absorption des Pumplichtes in den GaAs Barrieren wird die Ladungsträgerdichte in den QWs bestimmt. Dabei wird ein Einfangsquerschnitt für die QWs η_{quant} verwendet, der kleiner eins ist. Dieser Querschnitt quantifiziert auch die Ladungsträgerverluste außerhalb der QWs. Die Verstärkung des Lichtes in den Quantum Wells, die QW-Verstärkung, in Abhängigkeit von der Ladungsträgerkonzentration und der Temperatur wurde von Thränhardt et al. speziell für Osram berechnet; das verwendete 8-Band-kp-Modell wird in den Arbeiten von Thränhardt et al. [44], Hader et al. [45] und Bückers et al. [46] genauer beschrieben. Mit der QW-Verstärkung und der berechneten Intensitätsverteilung lässt sich die Gesamtverstärkung des Chips berechnen, woraus sich die Emissionswellenlängen bestimmen lassen.

In die Berechnung der Ausgangsleistung des VECSELs fließt noch die Temperatur des Chips, die Transmission der Resonatorspiegel und der Durchmesser des Pumpspots, der die Ladungsträgerdichte bestimmt, ein. Auch werden die optischen Verluste $1 - T_{loss}$ und der thermische Widerstand R_{TH} berücksichtigt. Diese Werte werden aus den gemessenen Parametern (Laserschwelle, Überrollpunkt etc...) des VECSELs abgeleitet.

Die Bestimmung der Ausgangsleistung erfolgt dabei rekursiv. Zuerst wird aus der gegebenen Pumpleistung die Ladungsträgerdichte in den QWs und daraus die Verstärkung des Lichtes bestimmt. Dies ergibt mit den optischen Verlusten die Energie im Resonator und daraus über die Transmission des Resonatorspiegels die Auskopplung, d.h. die Leistung des Laserstrahls. Da nur ein Teil der im Chip absorbierten Pumpleistung in Form von Laserstrahlung ausgekoppelt wird, erhöht sich die Temperatur des Chips. Die Berechnung wird rekursiv mit der geänderten Temperatur durchgeführt, bis sich stabile

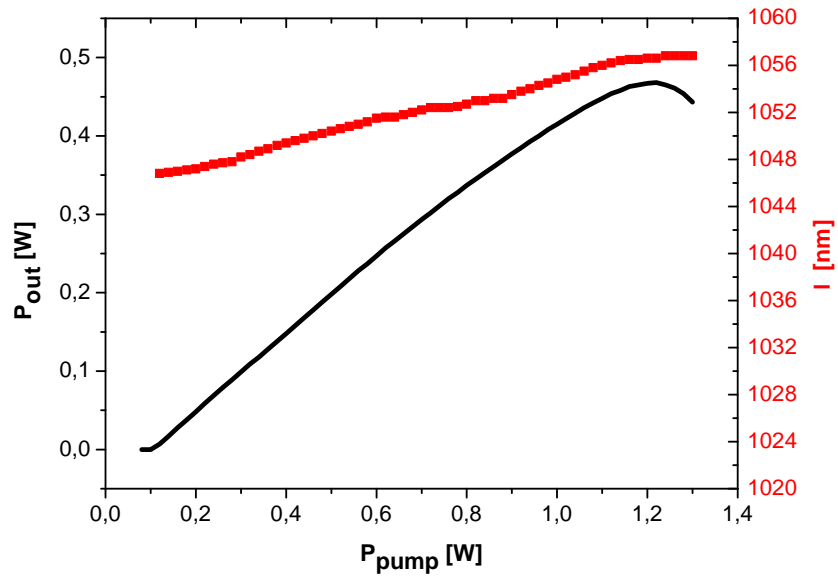


Bild 1.13: Simulierte Performance und Emissionswellenlänge über die Pumpleistung.

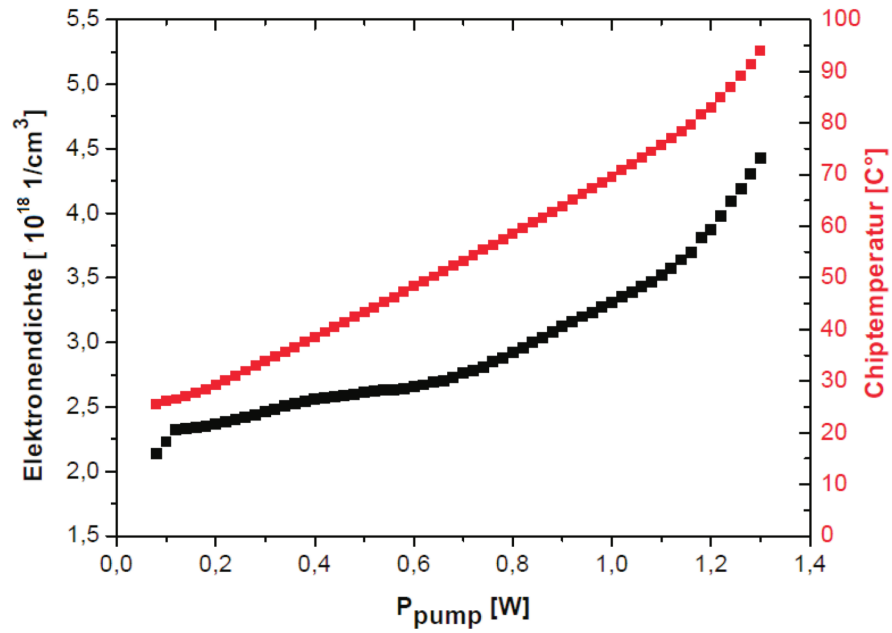


Bild 1.14: Berechnung der Chiptemperatur und Elektronendichte über die Pumpleistung.

Parameter eingestellt haben.

Eine so berechnete Kennlinie ist in Bild 1.13 gezeigt. Neben der Ausgangsleistung werden auch die Chiptemperatur und die Ladungsträgerdichte in den QWs berechnet (siehe Bild 1.14). Die Ladungsträgerdichte steigt dabei stark mit der Pumpleistung an, da nur die Verstärkung fixiert und die notwendige Ladungsträgerdichte wegen der höheren Chiptemperatur ansteigt. Der Laserbetrieb bricht zusammen, da die Ladungsträgerdichte nicht beliebig gesteigert werden kann.

Aus den Simulationen lässt sich abschätzen, wie sich Veränderungen der Parameter auf die Charakteristika des VECSELS auswirken, z.B. eine Reduktion des thermischen Widerstandes oder eine Veränderung des Pumpspots. Des Weiteren sind die Berechnungen ein gutes Hilfsmittel, um interne Vorgänge abzuschätzen, wie die Absorption des Pumplichtes, was im Zentrum des Kapitels 5 steht. Hilfreich ist die Simulation auch für das Verständnis der optischen Verstärkung des VECSELS, (siehe Kapitel 6). Der Vergleich mit den Messwerten deutet an, dass die Simulation die optische Verstärkung zu optimistisch angibt.

1.7.1 Simulation der optischen Verstärkung

Neben Messungen der optischen Verstärkung sind für ein tieferes Verständnis des VECSELS auch theoretische Berechnungen hilfreich. Die Verstärkung des Lichtes in den Quantum Wells, d.h. die QW-Verstärkung, in Abhängigkeit der Ladungsträger wurde an der Universität Marburg von Thränhardt et al. speziell für Osram berechnet. Nach dieser Berechnung können für eine Emissionswellenlänge von 1050 nm Verstärkungen in Abhängigkeit von der Temperatur von 6% bis 10% erzielt werden (siehe Graph 1.15). Die Wellenlängenabhängigkeit bei einer Elektronendichte von $2,75 \cdot 10^{18}/m^3$ zeigt 1.16. Eine Elektronendichte von $2,75 \cdot 10^{18}/m^3$ wird in etwa bei einer Pumpleistung von 250 mW mit dem Standarddurchmesser des Pumpspots erzielt. Für Wellenlängen unterhalb von 1010 nm und oberhalb von 1090 nm bricht die optische Verstärkung stark ein, da das Reflexionsband des Braggspiegels nur von ca. 1010 bis ca. 1090 nm verläuft. Um 1050 nm existiert ein gaußförmiger Peak der optischen Verstärkung mit einer Breite von ca. 15 nm. Dieser Peak verschiebt sich mit steigender Temperatur durch die Verschiebung der QW-Verstärkung um $0,3 \text{ nm}/K$ und die Zunahme des optischen Abstandes um $0,09 \text{ nm}/K$ ins Langwellige. Durch die steigende Temperatur verändert sich die Besetzung der Bänder in den QWs, die Elektronen erreichen eine höhere Energie daher können mehr Ladungsträger die Barriere der QWs überwinden und aus diesen entkommen.

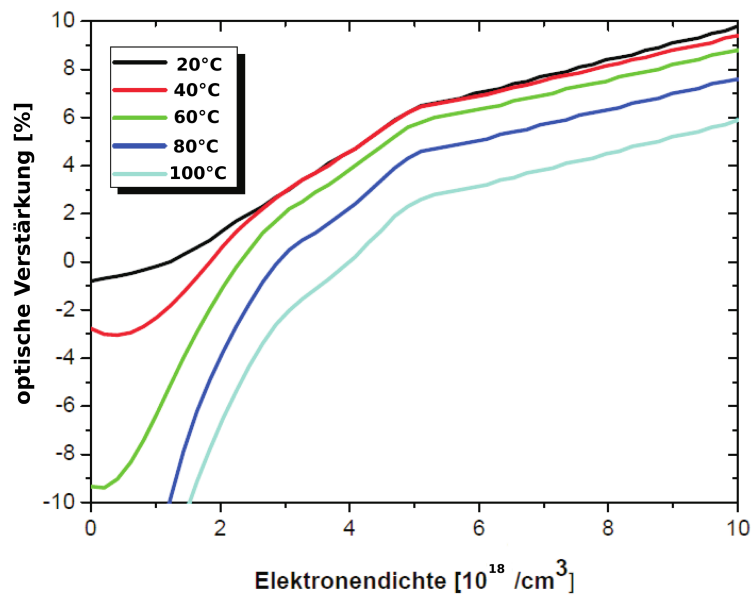


Bild 1.15: Simulierte optische Verstärkung für 1050 nm über die Elektronendichte für 20°C bis 100°C.

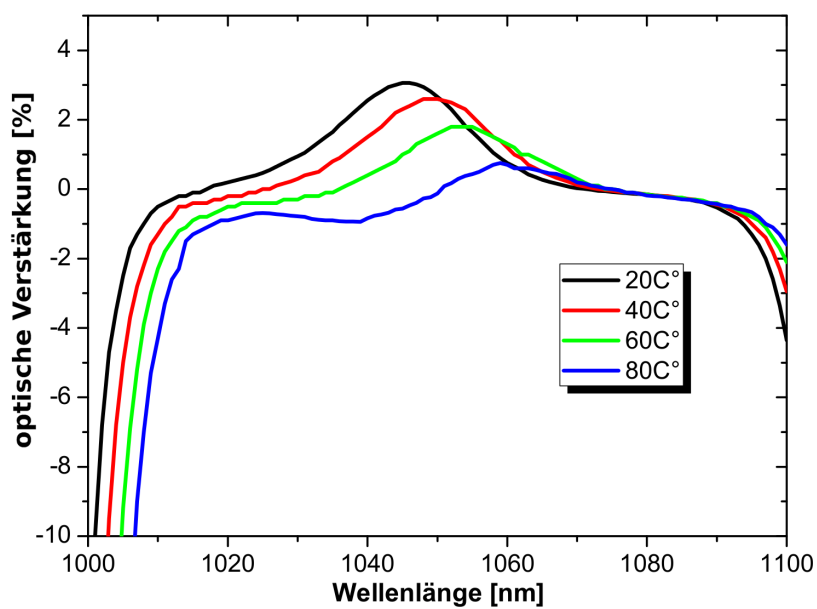


Bild 1.16: Simulierte optische Verstärkung für verschiedene Temperaturen über die Emissionswellenlänge bei einer Elektronendichte von $2,75 \cdot 10^{18} / \text{cm}^3$.

Dieses Verhalten reduziert, bei gegebener Pumpleistung, die erzeugte Ladungsträgerdichte und damit die optische Verstärkung.

Die berechneten maximalen Werte der optischen Verstärkung sind für hohe Ladungsträgerdichten deutlich höher als die ca. 3%, die nach der Variation der Transmission des Resonatorspiegels im Abschnitt 3.4 zu erwarten sind. Experimentell konnten so hohe Werte auch nicht im Pulsbetrieb gemessen werden. Der Grund für diese Abweichung liegt in der zu optimistische d.h. der zu hohen QW-Verstärkung, auf dem die Simulation basiert.

1.8 Herstellung

Die in dieser Arbeit untersuchten Halbleiterbauelemente sind die Hauptbestandteile des VECSELs, die wiederum die Basis des frequenzverdoppelten grünen Lasers bilden. Diese Lasermodule werden in mobilen Laserprojektoren als Quellen für den Grünanteil verwendet. Die Herstellung der Chips und der Lasermodule erfolgt bei Osram Opto Semiconductors GmbH.

1.8.1 Epitaxie

Die untersuchten VECSEL-Chips werden mittels metallorganischer Gasphasenepitaxie, engl. *metal organic vapor phase epitaxy*, kurz MOVPE, hergestellt. Der VECSEL besteht aus einer Abfolge von Schichten, die sich aus binären und ternären III-V-Halbleitern zusammensetzen. Ausgangspunkt für das Wachstum der VECSEL ist ein 4-Zoll-GaAs-Substrat. In einem MOVPE-Reaktor werden über das beheizte Substrat gasförmige Metallorganika geleitet. Die Moleküle zerfallen infolge der hohen Temperatur des Wafers auf oder in der Nähe der Oberfläche in ihre atomaren Bestandteile. Die Atome lagern sich auf der Kristalloberfläche ab und werden dort in den Kristall eingebaut. Die Dicke und die Zusammensetzung der einzelnen Schichten wird durch eine Regulierung der Gasflüsse, der Temperatur und der Drücke eingestellt. Als metallorganische Quellen dienen Trimethylindium, Trimethylgallium und -aluminium. Monophosphan und Arsenwasserstoff sind die Quellen für Arsen und Phosphor. Die Skizze eines MOVPE-Reaktors zeigt Bild 1.17. Das Wachstum des VECSELs beginnt mit dem AlGaAs-Braggspiegel auf dem Substrat. Anschließend folgt das Wachstum der aktiven Zone, die aus InGaAs-QWs und GaAs-Barrieren besteht, welche die Resonant Periodic Gain Structure (RPG) bilden. Diese besteht aus den InGaAs-QWs, die durch GaAs-Absorber voneinander getrennt werden. Es ist dabei darauf zu achten, dass der Abstand der QWs untereinander exakt ein Vielfaches der halben Zielwellenlänge beträgt, um eine konstruktive Interferenz der QWs-

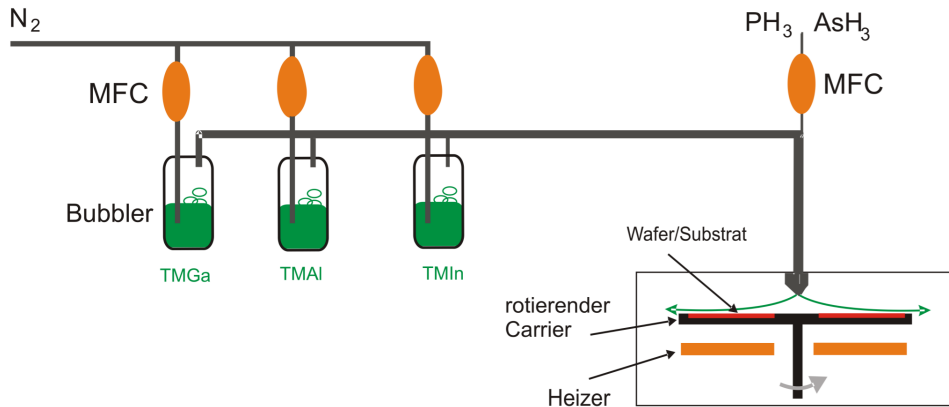


Bild 1.17: Skizze eines metallorganischen Gasphasenepitaxiereaktors, in dem über ein beheiztes Substrat gasförmige Metallorganika geleitet werden, die sich als kristalline Schicht auf dem Substrat abscheiden. Das Wachstum wird über die Temperatur und den Gasdruck gesteuert. Die Gasflüsse werden über MFCs (engl. Mass Flow Controller) gesteuert.

Emissionen zu ermöglichen, was eine sehr genau Steuerung des Wachstums nötig macht. Aufgrund der unterschiedlichen Gitterkonstanten der eingesetzten Materialien GaAs sowie InGaAs kommt es zu einer mechanischen Verspannung der Schichten. Durch die InGaAs Quantum Wells wird der Chip kompressiv verspannt, die Gesamtverspannung des Chips wird mit GaAsP-Schichten, die eine tensile Verspannung verursachen, ausgeglichen.

1.8.2 Chiptechnologie

Auf dem Wafer wird durch Lithografie und anschließende Ätzung eine Mesa mit einem Durchmesser von $500\mu m$ hergestellt, wodurch der 4-Zoll-Wafer in einzelne Chips aufgeteilt wird. Insgesamt ergibt dies ca. 22.000 Chips pro Wafer. Im nächsten Schritt wird eine Antireflexbeschichtung aus einer Lambda-Viertel-Schicht Siliziumnitrid für die Emissionswellenlänge (1050 nm) auf den Wafer aufgebracht. Zusätzlich wird der Chip mit einer Metall-apparatur ausgestattet, die den Chip passiviert und vor mechanischen Belastungen schützt. Dadurch wird die aktive Fläche des Chips eingeschränkt, was höhere Moden unterdrückt, da diese eine größere Fläche einnehmen würden. Anschließend wird das GaAs-Substrat gedünnt, um den thermischen Widerstand zu senken, und die Rückseite metallisiert, um eine lötbare Fläche zu erhalten. Ein

Chipquerschnitt ist in Bild 1.18 skizziert. Über Lasertrennung werden die Chips abschließend vereinzelt. Bild 1.7 zeigt einen fertig montierten Chip.

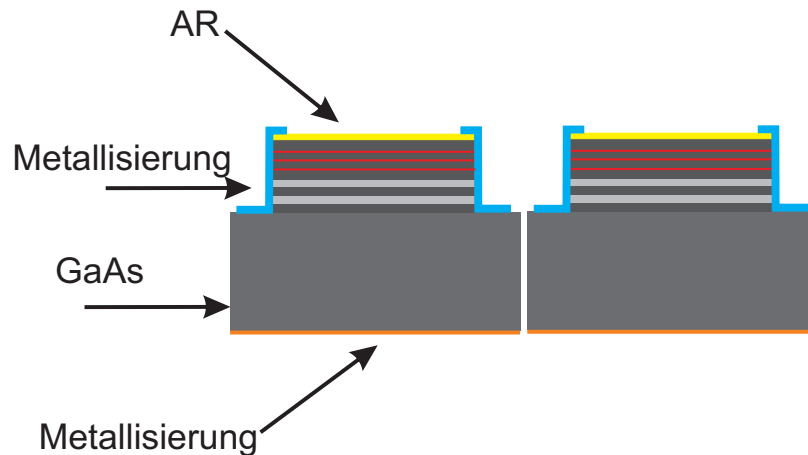


Bild 1.18: Skizze der fertig prozessierten, vereinzelteten Chips mit Antireflexbeschichtung und Metallisierungen.

1.8.3 Grünmodul

Das Lasermodul, welches von Osram Opto Semiconductors aufgebaut wird, besteht aus dem eigentlichen VECSEL-Chip sowie weiteren Komponenten (Pumplaser, nichtlinearer Kristall, Wellenlängenfilter, Laseroptiken, Heizer). Die einzelnen Komponenten werden auf eine Siliziumplatte aufgebracht. Eine schematische Zeichnung des Aufbaus mit eingezeichneten Strahlengängen ist in Bild 1.19 gezeigt. Außerdem muss das Grünmodul für Anwendungen im Picoprojektorbereich entsprechend klein sein, ein Größenvergleich des Moduls mit seinen 0.36 cm^3 zeigt das Bild 1.20 aus [47]. Der größte Unterschied zwischen dem Modul und dem Standardaufbau ist, dass der Resonator des Moduls gefaltet ist. Die Faltung des Resonators ermöglicht einen kompakteren Aufbau, benötigt allerdings zwei Spiegel, einen Auskoppelspiegel und einen planare Resonatorspiegel, welche beide hochreflektiv für die Emissionswellenlänge von 1060 nm sind. Der Auskoppelspiegel ist transparent für Grün (530 nm), der planare Resonatorspiegel ist hingegen hochreflektiv für Grün. Im nichtlinearen Kristall des Moduls entstehen zwei gegenläufige grüne Laser-

strahlen, wobei durch die Reflexion am planaren Resonatorspiegel beide wieder zusammenfallen und ausgekoppelt werden können. Ohne die zusätzliche Reflexion am dritten Spiegel (z.B. für einen linearen Resonator) würde ein Teil der grünen Emission im Halbleiterchip absorbiert werden. Neben dem Ansatz von Hoefer et. al. [47] und Lindberg et al. [48]) werden auch weitere ähnliche Ansätze verfolgt [49, 50, 51, 52]. Mit dem VECSEL können auch andere Wellenlagenbereiche abgedeckt werden. Ein blauer Laser wurde von Kim et al. [53] realisiert, ein gelber von Fallahi et al. [42], ein orangefarbener von Gerster et al. [54] und ein roter von Schwarzbäck et al. [7]. Insofern wäre es möglich, einen Laserprojektor vollständig auf der Basis von VECSEL zu bauen.

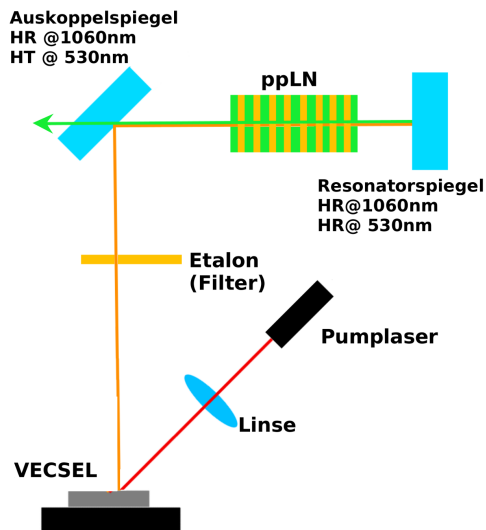


Bild 1.19: Skizze des Grünmoduls mit den eingezeichneten Strahlengängen für das Pumplicht (rot), der VECSEL-Emission (orange) und dem konvertierten Grün (grün).

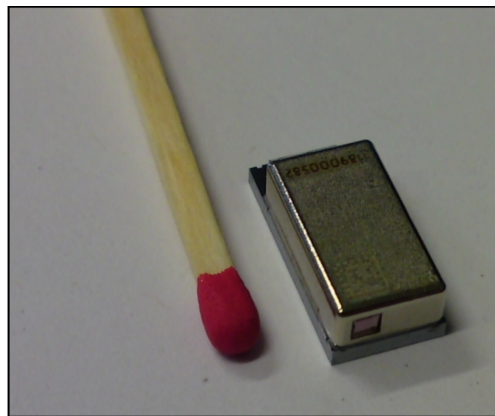


Bild 1.20: Größenvergleich des Grünmoduls, aus [47].

1.8.4 Frequenzverdopplung

Das Ziel des Projektes, in dessen Rahmen diese Arbeit durchgeführt wurde, ist die Entwicklung eines grünen (530 nm) Lasers für mobile Projektoren. Dazu muss die infrarote Laseremission umgewandelt werden. Dies erfolgt durch Frequenzverdopplung über einen nichtlinearen optischen Kristall. Im Grünmodul von Osram wird ein periodisch gepolter Lithium-Niobat-Kristall

(ppLN) verwendet, da dieser eine sehr hohe Umwandlungseffizienz besitzt. Die Frequenzverdopplung basiert auf der Polarisierung eines Mediums durch das elektrische Feld E des Lichtes. In Gleichung 1.39 ist die Abhängigkeit der Polarisierung vom elektrischen Feld D mit einer Reihenentwicklung angegeben, mit der Vakuum-Dielektrizitätskonstante ϵ_0 und den Tensoren der dielektrischen Suszeptibilität χ_i . Für optisch isotrope Medien ist die Suszeptibilität ein Skalar.

$$P = \epsilon_0 \chi \cdot D + \epsilon_0 \chi_2 \cdot D^2 + \epsilon_0 \chi_3 \cdot D^3 + \dots \quad (1.39)$$

Für ein zeitlich veränderliches elektrisches Feld $D = D_0 \cdot \sin(\omega t)$ folgt aus Formel 1.39 nach trigonometrischen Umformungen Formel 1.40.

$$P = \epsilon_0 \chi \cdot D_0 \cdot \sin(\omega t) + \frac{\epsilon_0 \chi_2}{2} \cdot D_0^2 \cdot (1 - \cos(2\omega t)) + \frac{\epsilon_0 \chi_3}{4} \cdot D_0^3 \cdot (3\sin(\omega t) - \sin(3\omega t)) + \dots \quad (1.40)$$

Diese Formel 1.40 enthält nun auch einen quadratischen Term, der zu $\cos(2\omega t)$ proportional ist, was eine harmonische Welle mit der doppelten Frequenz erzeugt. Für isotrope Materialien ist jedoch aus Symmetriegründen $\chi_2 = 0$. Zur Generierung einer zweiten harmonischen Welle werden deshalb optisch anisotrope Materialien benötigt, die kein Inversionszentrum haben. Wegen der Dispersion besitzen das einfallende Licht und die zweite harmonische Welle unterschiedliche Brechungsindizes. Beide Wellen laufen daher mit unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten und interferieren nach einer Kohärenzlänge l_c bei einer Differenz von π destruktiv. Für eine effektive Konversion muss deshalb der Brechungsindex für die beiden Frequenzen identisch sein, wie es bei doppelbrechenden Kristallen möglich ist. Die Realisierung dieser Bedingung hängt von der Wellenlänge des eingestrahlten Lichtes, von der Temperatur des Kristalls und dem Einstrahlwinkel relativ zu den Hauptachsen des Kristalls ab.

Für ferroelektrische Materialien wie beispielsweise Lithiumniobat hat sich die sogenannte Quasi-Phasenanpassung etabliert. Dabei wird im Abstand von einer Kohärenzlänge das Vorzeichen der nichtlinearen Suszeptibilität zweiter Ordnung χ_2 gewechselt, indem die optische Achse des Kristalls gedreht wird, was den Kristall invertiert (siehe dazu auch Armstrong et al. [55]). Das Umpolen der nichtlinearen Suszeptibilität wird durch die Umkehr der Spontanpolarisierung, d.h. die Umkehr der Kristallachse, erreicht. Dazu wird ein elektrisches Feld oberhalb der Koerzitivfeldstärke E_c und entgegen der Polarisationsrichtung angelegt [56]. Für Lithiumniobat liegt die Feldstärke nach der Arbeit von Yamada et al. [57] bei ca. 21 kV/mm.

Die Effizienz der Konversion ist proportional zur Länge L des Kristalls, der Kopplungskoeffizienten K des Kristalls sowie quadratisch zur Intensität

bzw. zur einfallenden (Infrarot-)Leistung:

$$I_{gruen} = K \cdot L \cdot I_{IR}^2 \quad (1.41)$$

Wegen der quadratischen Abhängigkeit von der Intensität der Infrarotstrahlung ist es vorteilhaft, den Kristall innerhalb des Resonators in der Strahl-taille zu platzieren, da eine bis zu 100 Mal höhere Infrarotleistung als im eigentlichen Laserstrahl vorliegt. Dazu wird der Kristall vom Laser zweifach passiert. Durch den Intracavity-Einsatz lässt sich daher die Konversion bei gleichzeitiger Verwendung von kürzeren und damit billigeren Kristallen verbessern. Der Intracavity-Kristall erhält wegen der hohen Leistung eine Antireflexbeschichtung, weil sonst die Verluste stark ansteigen.

Alternativ kann der nichtlineare Kristall außerhalb des Resonators aufgebaut werden, was die optischen Verluste des Lasers verringert. Wegen der geringeren Leistung wird aber im einfachen Durchgang die Effizienz deutlich reduziert. Daher müssen in diesem Fall deutlich längere und teurere Kristalle eingesetzt werden.

Kapitel 2

Messplätze

Zur Vermessung der Eigenschaften des Lasers wurden Messplätze verwendet, die sehr flexibel aufgebaut sind und einen einfachen Austausch der Komponenten ermöglichen. Der Schwerpunkt der Messungen liegt dabei auf den Eigenschaften des VECSEL-Chips, unter anderem auf dem Einfluss der Temperatur auf den Chip.

2.1 Lasermessplatz

Der Laboraufbau zur Messung der Leistungsparameter des Lasers mit allen Komponenten des VECSELs sowie des Messplatzes ist in einem Foto (Bild 2.1) festgehalten.

Der externe Spiegel befindet sich in einer Halterung auf einem xyz-Tisch; damit kann z.B. die Resonatorlänge leicht variiert werden. Der Chip wird auf einer Halterung festgeklemmt, die mit einem wassergekühlten Peltier-element ausgestattet ist. Die Halterung lässt sich ebenfalls mit einem xyz-Tisch verschieben. Wegen der Größe des Messaufbaus wurde auf eine Stickstoffspülung verzichtet, daher können bei den Messungen nur Temperaturen

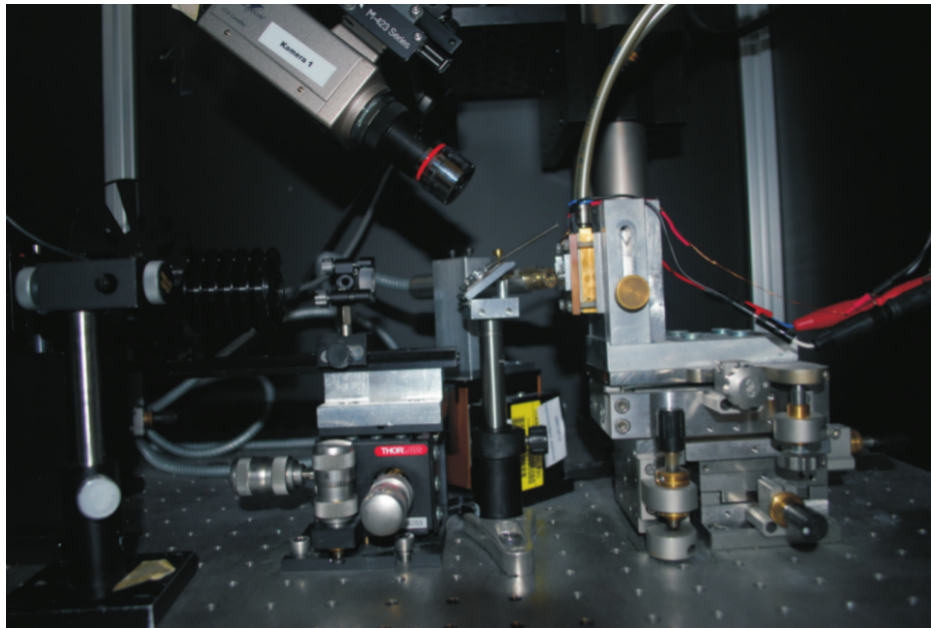


Bild 2.1: Foto des Messaufbaus, der zur Charakterisierung der VECSEL-Chips verwendet wird. Am linken Rand des Bildes befindet sich der Detektor für die Vermessung der Laserleistung, rechts daneben befindet sich auf einem xyz-Tisch der durchsichtige Resonatorspiegel. Der Resonator enthält einen doppelbrechenden Quarzkristall in einer Halterung, welche die Emissionswellenlänge stabilisiert. Im Hintergrund ist der Pumplaser bzw. die Optik auf einem weiteren xyz-Tisch erkennbar. Auf dem rechten xyz-Tisch befindet sich der wassergekühlte Halter für den VECSEL-Chip, der dort festgeklemt wird. Zur Justage des Pumpspots befindet sich oberhalb des Resonators eine Kamera.

oberhalb des Taupunktes von ungefähr 14°C verwendet werden. Die höchste mögliche Temperatur ist durch das verwendete Peltierelement vorgegeben und beträgt 80°C .

In dem optischen Resonator können einfach optische Elemente eingebracht werden. Standardmäßig wird ein doppelbrechender Quarzkristall, engl. *birefringent filter* kurz BIFI, zur Wellenlängenstabilisierung verwendet, dieser ist samt Halterung in der Mitte des Bildes zu finden. Die Wellenlängenstabilisierung beim BIFI basiert auf der Ausnutzung der Phasendifferenz zwischen ordentlichen und in einen außerordentlichen Strahl, siehe Abschnitt [3.6.1](#).

Der Diodenlaser, der zum Pumpen des VECSELs dient, ist auf dem Bild nicht zu sehen, nur die zugehörige metallummantelte Faser und die zugehörige Optik sind zu erkennen. Die Optik befindet sich ebenfalls auf einem xyz-Tisch und setzt sich aus einer Kollimieroptik und einer Mikrofokussierlinse zusammen. Die Größe und Position des Pumpspots auf dem Chip wird über eine Kamera, die sich oberhalb des Aufbaus befindet, überwacht. Für einen effi-

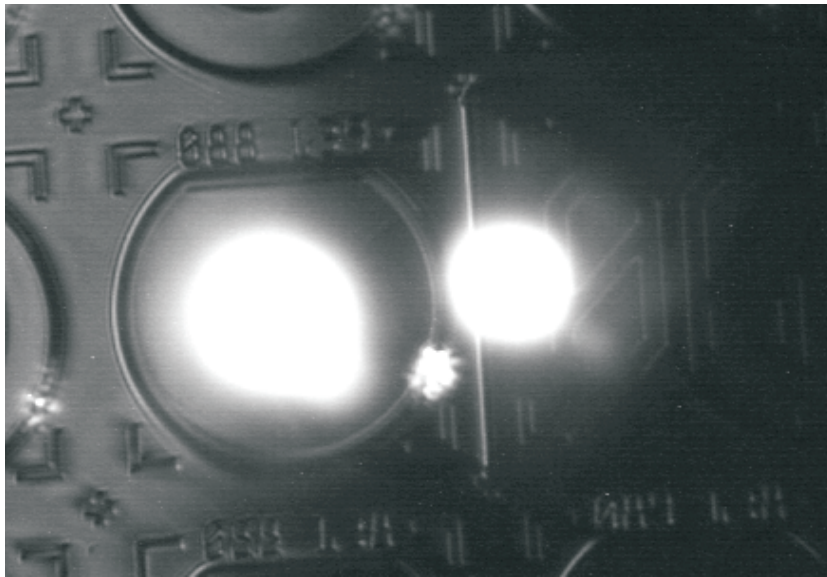


Bild 2.2: Bild eines gepumpten VECSELs auf einem Wafer. Neben dem Chip befindet sich der Rückreflex der spontanen Emission, welcher durch den Spiegel zurück auf den Wafer reflektiert wird.

zienten Laserbetrieb ist es zwingend notwendig, den Resonatorspiegel exakt auszurichten. Der Spiegel muss so zum Chip ausgerichtet werden, dass der Spiegel die Emission des Chips auf diesen zurückreflektiert. Dafür bietet der Halter des externen Spiegels Verstellmöglichkeiten in x-, y- und z-Richtung. Auch lässt sich der Halter um zwei Achsen kippen. Dadurch werden neue Möglichkeiten wie auch neue Schwierigkeiten eröffnet. Der Grund für diese hohe Genauigkeit ist, dass ein hoher Überlapp zwischen Lasermode und Pumpspot bzw. gepumptem Chipbereich notwendig ist.

Der externe Spiegel reflektiert die spontane Emission des Chips in Form eines Rückreflexes zurück auf den Chip und bestimmt so den Überlapp. Bei einer Fehljustage wird die Verstärkung des einfallenden Lichtes verhindert und es bildet sich keine Lasermode aus. Bild 2.2 zeigt das spontane Leuchten des gepumpten Chips sowie den Rückreflex rechts neben dem Chip. Durch Manipulation des Spiegels kann der Rückreflex so verschoben werden, dass er deckungsgleich mit dem Emissionsfleck auf dem Chip ist. Die Größe des Rückreflexes kann dabei über die Variation der Resonatorlänge manipuliert werden. Der Zusammenhang zwischen Resonatorlänge und Modengröße auf dem Chip und dem Resonatorspiegel ergibt sich über die Formel 2.1 mit dem Modendurchmesser w , dem Krümmungsradius ρ , der Resonatorlänge L und

der Emissionswellenlänge λ und ist in Bild 2.3 gezeigt.

$$w_{chip}^2 = \frac{\lambda \cdot L}{\pi} \sqrt{\frac{\rho - L}{L}} \quad (2.1)$$

$$w_{spiegel}^2 = \frac{\lambda \cdot \rho}{\pi} \sqrt{\frac{L}{\rho - L}} \quad (2.2)$$

Für einen Krümmungsradius von $\rho = 25 \text{ mm}$ divergiert der Durchmesser der Mode auf dem Spiegel bei einer Resonatorlänge von 25 mm. Für diese Resonatorlänge ist ein optimaler Betrieb des VECSELs, d.h. ein Betrieb mit hoher Effizienz, nicht möglich. Für eine optimale Effizienz des VECSELs muss der Überlapp zwischen Rückreflex und Emissionsfleck maximal sein. Dazu sollte der Rückreflex größer gewählt werden, als der Emissionsfleck, damit die gesamte Pumpleistung verwendet werden kann und um einen Betrieb mit einer gaußförmigen Grundmode und einer sehr guten Strahlqualität zu gewährleisten. Dazu wird eine Resonatorlänge kleiner als der Krümmungsradius gewählt, $L \leq \rho$. Bei einer optimalen Justage ist der Laserstrahl in der

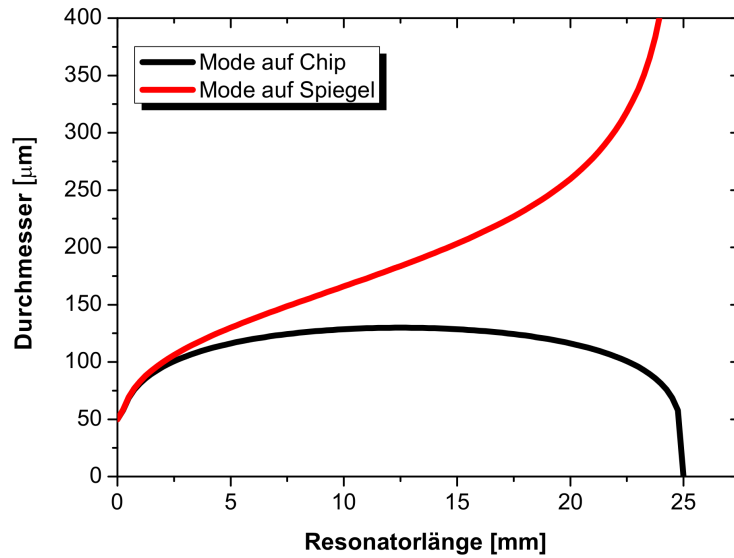


Bild 2.3: Berechneter Durchmesser der Moden auf dem Spiegel und auf dem Chip für einen Krümmungsradius des Spiegels von 25 mm, aufgetragen über der Resonatorlänge.

Grundmode, d.h., das Intensitätsprofil des Lasers ist gaußförmig. Durch Manipulation des Spiegels können leicht andere Moden realisiert werden, was in der Regel mit einem Leistungseinbruch einhergeht. Verschiedene Beispiele für einstellbare Moden findet sich in den Bildern 2.4 und 2.5. Die einzelnen

Moden sind lineare Kombination aus den verschiedenen Eigenmoden des Systems, wobei die Eigenmoden sich aus einem exponentiellen Anteil und aus Hermiteschen Polynomen 2.4 zusammensetzen (siehe Formel 2.3, mit w_0 als dem Grunddurchmesser des Laserstrahls).

$$E_{m,n}(x, y) = E_0 \exp \left[\frac{-(x^2 + y^2)}{w_0^2} H_m\left(\frac{\sqrt{2}x}{w_0}\right) H_n\left(\frac{\sqrt{2}y}{w_0}\right) \right] \quad (2.3)$$

Die Hermiteschen Polynomen haben die folgende Gestalt:

$$H_n(x) = (-1)^n \cdot e^{x^2} \frac{d^n}{dx^n} e^{-x^2} \quad H_1(x) = 1; H_2(x) = 2x; \text{ etc..} \quad (2.4)$$

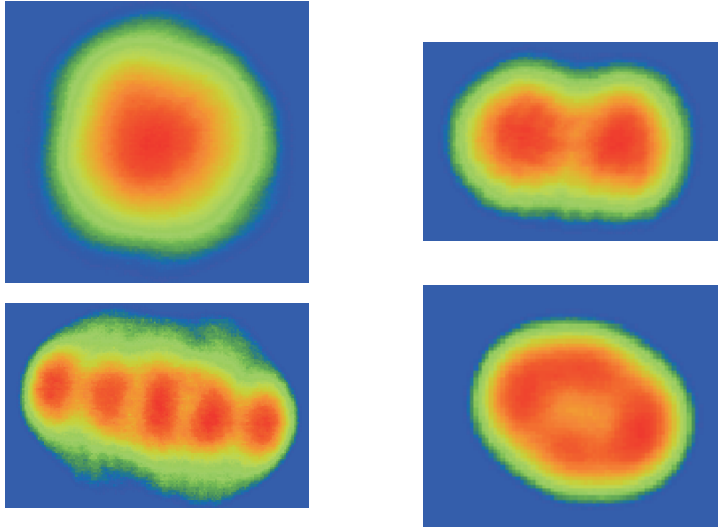


Bild 2.4: Falschfarbenaufnahme von verschiedenen Moden. Durch Verstellung des Resonatorspiegels in x- und y- Richtung entstehen zusätzliche Peaks. Links oben eine Aufnahme der gaußförmigen Grundmode $E_{0,0}$. Daneben $E_{0,1}$. In der unteren Reihe $E_{0,5}$ und $E_{1,1}$, definiert nach Formel 2.3.

Die gaußförmige Grundmode $E_{0,0}$ wird mit Erreichen des thermischen Überrollens instabil und macht höheren Moden wie $E_{1,1}$ Platz. Eine Änderung der Mode ist meist mit einer Veränderung der Ausgangsleistung verbunden, da es zu einer Änderung des Überlapps zwischen Pumpspot und Emissionsfleck kommt.

Der VECSEL wird immer so justiert, dass er bis zum Überrollen in der Grundmode läuft. Dies sichert die höchstmögliche Strahlqualität und eine optimale Frequenzkonversion, da die Intensitätsverteilung der höheren Moden durch Knoten niedriger ist als bei der Grundmode.

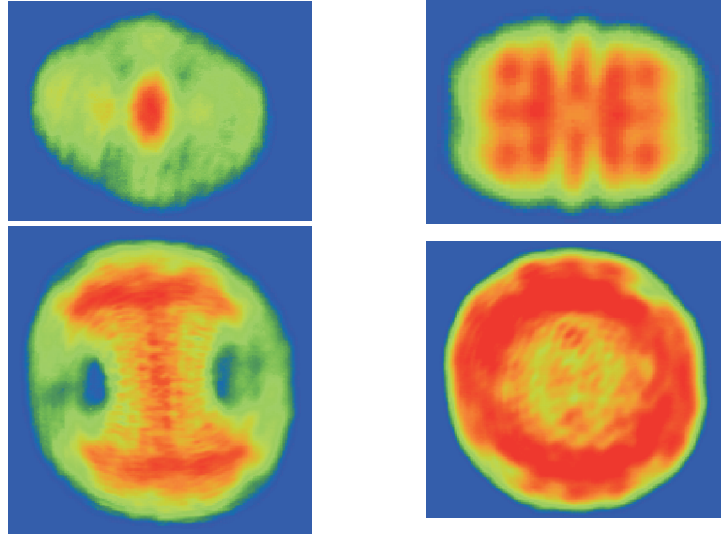


Bild 2.5: Falschfarbenaufnahmen von verschiedenen Moden, bei der Verlängerung der Resonatorlänge wird der Laserstrahl stark multimodig. Am Stabilitätsrand des Lasers lässt sich die genaue Modennummer nicht mehr ermitteln.

2.2 Messplatz zur Bestimmung der Reflexion.

Zur Bestimmung der optischen Verstärkung aus der Reflektivität des Chips in Kapitel 6 und 7 wurde ein Messplatz aufgebaut. Für die Messungen ist ein durchstimmbarer Laser notwendig; dieser wird über ein VECSEL-System mit einem BIFI als Wellenlängenfilter realisiert. Die Messung basiert auf der Gleichung 2.5, welche die reflektierte Tastleistung mit der optischen Verstärkung verknüpft. Dabei wird ein Korrekturfaktor κ eingeführt, der die Verluste des Messplatzes berücksichtigt.

$$(1 - \kappa)^{-1} \cdot \frac{P_{\text{reflektiert}}}{P_{\text{einfallend}}} = \frac{I}{I_0} = (G(P) + 1) \quad (2.5)$$

Die Verwendung eines VECSELs als Laserquelle für den Tastlaser ergibt sich aus dem passenden Wellenlängenbereich und der einfachen Verfügbarkeit. Je nach verwendetem VECSEL-Chip im durchstimmbaren Laser können verschiedene Wellenlängenbereiche abgedeckt werden. Der einstellbare Bereich wird durch die Ausgangsleistung des Systems beschränkt, da für eine stabile Messung eine Brutto-Ausgangsleistung von ca. 100 mW benötigt wird. Der Laserstrahl wird durch mehrere optische Elemente auf den untersuchten Chip projiziert und trifft senkrecht auf. In Bild 2.6 ist der Messaufbau skizziert. Der Strahl passiert zuerst eine 100 mm Linse, um das Auffächern des Strahls

zu verhindern, und danach einen Faraday-Isolator. Der Isolator dient dazu, den VECSEL des Tastlasers und den untersuchten VECSEL zu entkoppeln, da es ohne diese Entkopplung zu Resonanzeffekten zwischen beiden Chips kommt. Damit wird der durchstimmbare Laser instabiler und schwerer zu kontrollieren. Der Faraday-Isolator basiert auf einer Drehung der Polarisation des Taststrahls durch den Faraday-Effekt und dem Einsatz von Polarisationsfiltern. Da der Laserstrahl durch das BIFI bereits vollständig linear polarisiert ist, erfährt er nur noch geringe weitere Verluste. Nach dem Isolator

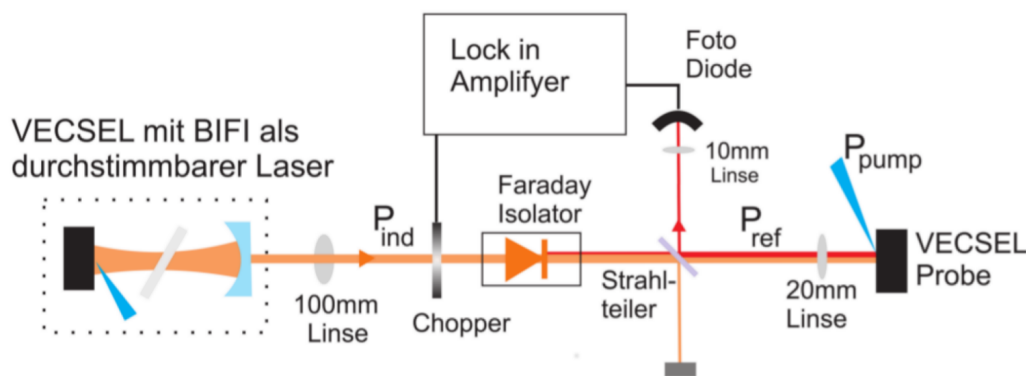


Bild 2.6: Skizze des Messaufbaus für die Bestimmung der optischen Verstärkung. Als durchstimmbare Laserquelle wird ein VECSEL mit BIFI verwendet. Um das Verhältnis von Signal und Rauschen zu verbessern, wird ein Lock-in-Amplifier eingesetzt. Ein Faraday-Isolator verhindert, dass es zu einer Resonanzüberhöhung des Signals durch eine Kopplung der beiden Chips kommt.

wird der Strahl durch einen Strahlteiler aufgespalten, und der Hauptteil wird mit einer 20-mm-Linse auf den Chip fokussiert. Der andere Teil des Strahls trifft auf einen Beamdump. Alternativ kann dieser Teil des Strahls benutzt werden, um die Stabilität der Wellenlänge oder der Leistung des Tastlasers zu überwachen, was aber in der Regel nicht notwendig ist.

Der Strahl durchquert die aktive Zone des Chips und wird dort entweder absorbiert (ungepumpter Chip) oder durch eine stimulierte Emission verstärkt, wenn der Chip gepumpt ist. Der Braggspiegel des VECSELs reflektiert den Strahl durch die aktive Zone zurück in den Strahlteiler. Der Hauptteil des Lichtes wird im Faraday-Isolator absorbiert, der andere Teilstrahl wird durch eine weitere 10-mm-Linse auf eine Silizium-Fotodiode fokussiert. Die Fotodiode empfängt neben dem Signal des Tastlasers zusätzliche Störsignale vom Pumplaser.

Ein vernachlässigbares Signal wird von der Pumpleistung verursacht, die am

Chip diffus reflektiert wird und ein weiteres von der spontanen Emission des VECSELS. Durch das Pumpen des Chips entsteht eine breitbandige spontane Emission, zwischen 1000 nm und 1100 nm in der Größenordnung von 1-2 mW. Damit überlagert und verfälscht die spontane Emission die Messung der Verstärkung des Signals. Daher muss dieser Beitrag zur Verstärkung zwingend herausgefiltert werden. Zu diesem Zweck wird ein Lock-in-Amplifier verwendet, um das Verhältnis von Signal und Rauschen zu verbessern. Dazu wird der Tastlaser durch ein Chopperrad moduliert, welches mit ca. 1 kHz betrieben wird. Das gemessene Signal wechselt so zwischen dem ausschließlichen Signal verursacht durch die spontane Emission und dem Signal des Tastlasers incl. der Verstärkung plus dem Beitrag der spontanen Emission. Das modulierte Signal der Fotodiode wird mit einem Lock-in-Amplifier und dem Referenzsignal des Chopperrades analysiert. Der Lock-in-Amplifier filtert den Gleichanteil, die spontane Emission, aus dem modulierten Signal heraus.

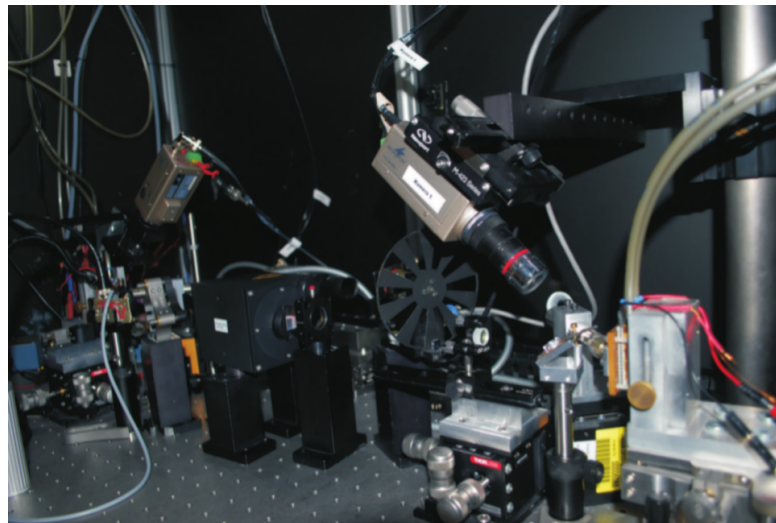


Bild 2.7: Foto des Messaufbaus. Rechts befindet sich der durchstimmbare VECSEL als Tastlaser. Hinter dem Resonatorspiegel sind das Chopperrad und eine gehaltene 100-mm-Linse zu erkennen. Der Faraday-Isolator befindet sich zentral als schwarzer Würfel im Bild. Der eigentliche Strahlteiler wird vom Isolator verdeckt. Links ist die Platine mit der Si-Fotodiode erkennbar sowie eine 10-mm-Linse, die den Laserstrahl auf die Diode fokussiert. Die untersuchte Probe ist verdeckt im Hintergrund.

Da nur ein Teil der Leistung des Tastlasers den Chip und nur ein Teil davon die Silizium-Fotodiode erreicht, muss für eine genaue Messung die Leistung bei jeder Änderung der Wellenlänge in jedem Zweig des Strahlengangs nachgemessen bzw. nachkalibriert werden. Das Spektrum der optischen

Verstärkung wurde mit einer Auflösung von 2 nm vermessen. Der Abstand von 2 nm wurde gewählt, weil die Emissionsbreite des VECSELs bei ca. 3 nm liegt. Eine feinere Auflösung bringt keine zusätzlichen Informationen und würde die Messzeit unnötig verlängern.

Der zu untersuchende VECSEL-Chip wird mit dem Standard 808-nm-Diodenlaser gepumpt. Auf eine Variation der Wellenlänge des Pumplasers wird in diesem Abschnitt verzichtet, um einerseits den Aufbau einfacher zu halten und weil andererseits nur ein Effekt auf die Ladungsträgerkonzentration zu erwarten ist und nicht optische Verstärkung.

Der Messaufbau wurde mit der Verwendung eines Braggspiegels kalibriert, um so die Verluste der optischen Elemente zu bestimmen. Der Braggspiegel ist dabei der gleiche, welcher auch in Kapitel 3.5.2 verwendet wurde und von dem die Verluste mit 0.3% bekannt sind. Die Verluste des Messplatzes, die in erster Linie von der 20-mm-Linse verursacht werden, wurden in dieser Messung bestimmt und betragen zusammen ungefähr 0.2%. Alle angegebenen Werte für die optische Verstärkung sind bereits um diesen Betrag im Form des Korrekturfaktors $\kappa = 0.2\%$ korrigiert.

Eine wichtige Besonderheit der Methode ist, dass nur der reine VECSEL-Chip ohne externen Resonatorspiegel vermessen wird. Daraus leiten sich einige Unterschiede zwischen der Messung der optischen Verstärkung und dem eigentlichen Laserbetrieb ab. Die im Resonator gespeicherte Laserenergie, die auf die RPG einwirkt, kann während des normalen Betriebes mehrere Watt betragen, was ein Vielfaches der Pumpleistung ist. Solche Werte sind mit dem Tastlaser nicht erreichbar.

Deswegen ist das Verhältnis zwischen Ladungsträger im Chip und Laserphotonen bei der Messung der optischen Verstärkung deutlich reduziert. Die Leistung des Tastlasers bei der Messung der optischen Verstärkung beträgt maximal 100 mW. Dies ist niedriger als die maximale verwendete Pumpleistung von 1.2 Watt. Ein weiterer Punkt ist das der Tastlaser, unabhängig vom Pumplaser, mit dem Chip in Wechselwirkung steht und damit eine zusätzliche Pumpwirkung besitzt. Daher ist es wichtig, die Tastleistung vernünftig zu wählen. Wichtig bei den Messungen der optischen Verstärkung ist eine höchstmögliche Vergleichbarkeit mit dem Laserbetrieb, vor allem mit den Bedingungen an der Laserschwelle. Eine Laserleistung von 1 mW im Strahl und eine effektive Leistung von ca. 50 mW im Resonator welche typischerweise an der Laserschwelle vorliegt, kann leicht mit dem Tastlaser erreicht werden.

2.2.1 Fehlerabschätzung

Die Entscheidung, einen stabilisierten VECSEL als Tastlaser zu verwenden, liegt zwar nahe, allerdings ist sowohl die Leistung als auch die Wellenlänge des Tastlasers nicht gänzlich stabil während der Messung. Daher ist es notwendig, die Fehlerquellen zu benennen und zu beseitigen oder zumindest zu unterdrücken. Durch die begrenzte Tastleistung bei der Messung der optischen Verstärkung ist die absolute Verstärkung des Tastlasers durch den zu untersuchenden VECSEL-Chip sehr gering; bei 10 mW und 2% optische Verstärkung beträgt die Verstärkung absolut nur $200 \mu W$. Daher führen Schwankungen in der Tastleistung unter Umständen zu größeren Fehler in der Bestimmung der optischen Verstärkung.

Tastwellenlänge

Zur Einstellung der Tastwellenlänge wird ein BIFI verwendet, womit eine stabile Wellenlänge über die Tastleistung erzielt wird. Trotzdem gibt es eine gewisse Drift in der stabilisierten Wellenlänge über der Leistung, was in Bild 3.16 in Kapitel 3.6.2 verdeutlicht wird.

$$\Delta\lambda_{tast} = \pm 0.3 \text{ nm} \quad (2.6)$$

Die Schwankung der Wellenlänge beträgt ungefähr 0.3 nm. Dieser Wert ist aber abhängig von der eingestellten Wellenlänge und der Temperatur des Tastlasers. Je stärker sich die eingestellte Wellenlänge von der freilaufenden, unstabilisierten Emissionswellenlänge unterscheidet, desto anfälliger ist der Tastlaser gegenüber Sprüngen in der Emissionswellenlänge. Diese Sprünge ereignen sich verstärkt in der Nähe der Laserschwelle oder des Überrollpunktes des Tastlasers, da dort die Chiptemperatur und damit die Verstimmung in der Regel nicht zu der eingestellten Tastwellenlänge passt. Da die optische Verstärkung für den VECSEL nur eine geringe Wellenlängenabhängigkeit besitzt und die spektrale Breite des Tastlasers ca. 1 nm beträgt siehe Abschnitt 3.6.2, sind diese Wellenlängenschwankungen des Tastlasers vernachlässigbar.

Tastleistung

Die Schwankungen der Wellenlänge des Tastlasers verursachen aber auch Schwankungen und Sprünge in der Tastleistung selbst, die sich ungünstiger auf die Messung auswirken als die Wellenlängensprünge. Dies ist in Bild 2.8 verdeutlicht: Durch einen Sprung in der Tastleistung springt die Messung die optische Verstärkung ebenfalls. Falls die Sprünge während der Messung auftreten, wird die Messung wiederholt, gegebenenfalls wird der Tastlaser rekalibriert. Die Sprünge lassen sich nicht gänzlich unterdrücken, da sie durch

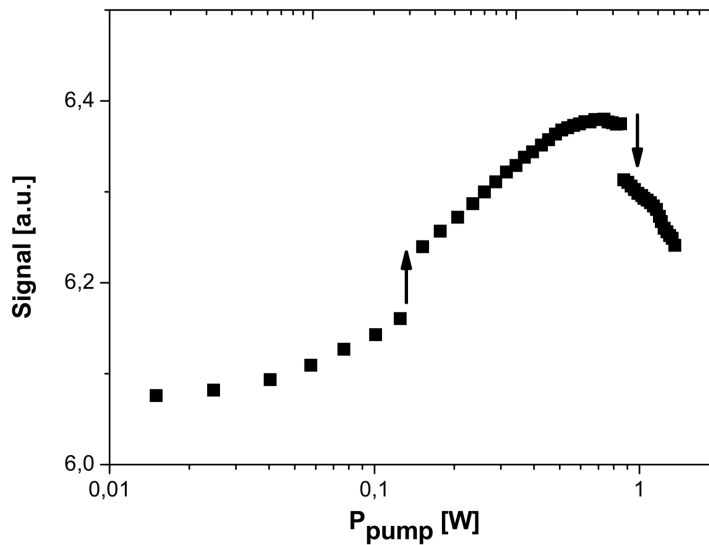


Bild 2.8: Beispiel eines Sprunges in der Tastleistung während einer Messung der optischen Verstärkung.

den Aufbau des Tastlasers mit dem BIFI verursacht werden. Problematischer als die Sprünge in der Tastleistung, die leicht zu detektieren sind, ist eine Drift der Leistung mit der Zeit. Bei dieser Drift verändert sich in erster Linie die Laserschwelle des Tastlasers, während die differentielle Effizienz des Tastlasers konstant bleibt. Die Laserschwelle verändert sich nur um ca. $\pm 1 \text{ mW}$, was wegen der geringeren optischen Effizienz des stabilisierten Lasers in eine Veränderung der Tastleistung um $\pm 0.15 \text{ mW}$ resultiert.

Dieser Wert macht die Verwendung von kleinen Tastleistungen mit wenigen Milliwatt bei diesem Messaufbau sehr schwierig (siehe dazu Kapitel 6.2.1).

Spontane Emission

Durch das Pumpen wird der zu untersuchende Chip zu einer spontanen Emission angeregt, die je nach Leistung und Temperatur bei 0.8 mW bis 1.2 mW liegt. Diese spontane Emission wird bei der Messung der optischen Verstärkung zugeschlagen, was bei einer Tastleistung von 100 mW ca. 1% in der Verstärkung ausmacht. Beträgt die eigentlichen Verstärkung 2%, bedeutet dies einen Fehler von 50%. Um die spontane Emission zu unterdrücken, wurde ein Lock-in-Amplifier mit Chopperrad eingesetzt. In diesem Aufbau unterdrückt der Lock-in-Amplifier die spontane Emission um mindestens zwei Größenordnungen und verbessert damit das Signal Rausch Verhältnis deutlich, siehe Scofield et al.[58]. Als maximaler Fehler kann dann ein Wert von

0.01 mW angenommen werden. Bei einer eigentlichen optischen Verstärkung von 2% und einer Tastleistung von 100 mW ist der relative Fehler dann 0.5%. Bei einer Tastleistung von 5 mW wäre der relative Fehler mit 10% jedoch wieder relevant.

Sonstige Störungen

Neben den bereits genannten Fehlerquellen, die direkt von den Lasern bzw. deren Schwankungen ausgelöst werden, können auch Teilreflexionen der Tastleistung zu Verfälschungen des Signals führen, z.B. vom Strahlteiler direkt in die Fotodiode. Solche Fehlerquellen sind einfach zu detektieren und zu minimieren. Insgesamt stellen diese Quellen einen kleinen relativen Betrag von wenigen Prozent dar, die meist auch nicht von der Pumpleistung abhängen.

Der Fehler in den Messungen der optischen Verstärkung wird also von der Stabilität des Tastlasers dominiert. Der Gesamtfehler liegt somit bei ca. $\pm 0.2 \text{ mW}$, aufgerundeter Wert des Fehlers des Tastlasers, damit lässt sich für die Verstärkung die Fehlerabschätzung 2.7 angeben.

$$\pm \frac{0.20 \text{ mW}}{P_{\text{tast}}} \quad (2.7)$$

Bezogen auf die Standard Tastleistung von 64 mW, bedeutet dies ein Fehler in der optischen Verstärkung von 0.3%. Dies ist ungefähr der Unterschied zwischen einem Resonatorspiegel mit einer Transmission 1.2% und einem Spiegel mit 1.5%.

2.2.2 Messung der optischen Verstärkung im Pulsbetrieb

Ein zentrales Problem bei der Messung der optischen Verstärkung über die Messung der Chipreflexion ist die starke Erwärmung des VECSEL-Chips beim Pumpen infolge der fehlenden Laseremission aus dem Chip. Diese Erwärmung kann aber praktisch durch Pulsen des 808 nm Pumpasers mit niedrigen Duty Cycles verhindert bzw. auf unter 2°C begrenzt werden. Das Pulsen des Pumpasers erzwingt jedoch weitergehende Änderungen im Messaufbau, da die gemessene absolute Verstärkung mit diesem Duty Cycle unter 0.01% sinkt und damit unter die Nachweisgrenze. Daher wird auch der Tastlaser mit der gleichen Frequenz gepulst und mit dem Pumpaser synchronisiert. Damit ist die Verwendung des Lock-in-Amplifiers mit dem Chopperrad nicht praktikabel und das Signal der Silizium-Fotodiode wird direkt ausgelesen. Der Strahlengang selbst und die optischen Elemente wurden unverändert beibehalten.

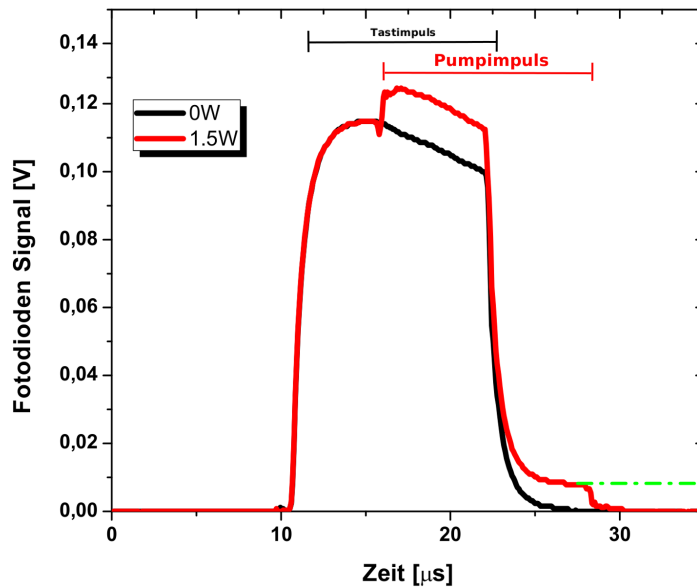


Bild 2.9: Signal der Fotodiode bei der gepulsten Messung. Der Unterschied zwischen ungepumpt (schwarz) und gepumpt (rot) ist dabei deutlich zu erkennen. An der rechten Flanke ist die Stärke der spontanen Emission abzulesen.

Ein Beispiel eines ausgelesenen Pulses ist in Graph 2.9 gezeigt. Hier wird der Unterschied zwischen 0W (schwarz) und 1.6 W(rot) Pumpleistung dargestellt. Bei dem Signal handelt es sich um eine Mittelung von 24 Impulsen, wobei diese Mittelungen zusätzlich erfolgen. Es werden lange Impulse von $12.5 \mu s$ verwendet, um das Einschwingen des VECSELs abzuwarten. Die Wiederholungsrate ist mit 800 Hz sehr niedrig, was einen Duty Cycle von 1% ergibt.

Der Impulse des Pumplasers ist zeitlich um eine halbe Impulslänge, $6.25 \mu s$, zu dem Tastimpuls versetzt. Dadurch, dass der Tastlaser vor dem Pumplaser einsetzt, kann das Signal der spontanen Emission besser analysiert werden. An der rechten Flanke des Signals ist der Tastimpuls vorbei und das Signal entspricht der spontanen Emission, die durch den Pumpimpuls verursacht wird. Der Unterschied zwischen dem ungepumpten (schwarz) und gepumpten Zustand (rot) am Ende des Pumpimpulses entspricht der spontanen Emission. Um die optische Verstärkung aus dem Signal zu bestimmen, muss die Verstärkung der Tastleistung abzüglich der spontanen Emission bestimmt werden. Durch den Verzicht auf den Lock-in-Amplifier muss die Trennung des Signals der Verstärkung vom Signal der spontanen Emission über eine direkte Auswertung des Signals erfolgen.

Allerdings ist diese Bestimmung des Verstärkung störanfälliger und etwas

ungenauer als jene mit dem Lock-in-Amplifier. Da das Signal zu Rausch Verhältnis schlecht ist und das Oszilloskop eine geringere Auflösung besitzt, was die Auflösung der optischen Verstärkung auf 0.2% begrenzt.

Kapitel 3

Charakterisierung des VECSELs

it's a bird ? ... it's a plane ? it's a vertical external cavity surface emitting laser

Um die Leistung und die optische Effizienz des VECSELs weiter zu erhöhen, ist es erforderlich, die grundlegenden Eigenschaften des Systems genau zu charakterisieren. Diese Analysen ermöglichen es, Rückschlüsse auf die internen Prozesse im Chip zu ziehen. Insbesondere müssen die Verlustkanäle, der thermische Widerstand und die Effizienz gesondert betrachtet werden. Die genaue Analyse des VECSELs stellt einen Schwerpunkt dieser Arbeit dar. In diesem Kapitel werden die unterschiedlichen Methoden eingeführt, die auch in den folgenden Kapiteln Verwendung finden. Aus den Ergebnissen lassen sich Verbesserungen für das Design ableiten, die im anschließenden Kapitel genauer diskutiert werden. Der optischen Verstärkung und der Pumpwellenlänge wird jeweils ein eigenes Kapitel gewidmet.

3.1 Laserkennlinie

Die Laserkennlinie eines typischen VECSELs wird in Graph 3.1 gezeigt. Der für die Kennlinie verwendete externe Spiegel hat eine Transmission von 1.2%

bzw. eine Reflektivität von 98.8% und eine Krümmung von 25 mm, die Resonatorlänge beträgt ca. 23 mm. Die Länge des Resonators wird so gewählt, dass sie kürzer als der Krümmungsradius ist, wodurch eine gaußförmige Grundmode erzielt wird. Diese Werte werden, wenn nicht anders angegeben, standardmäßig verwendet.

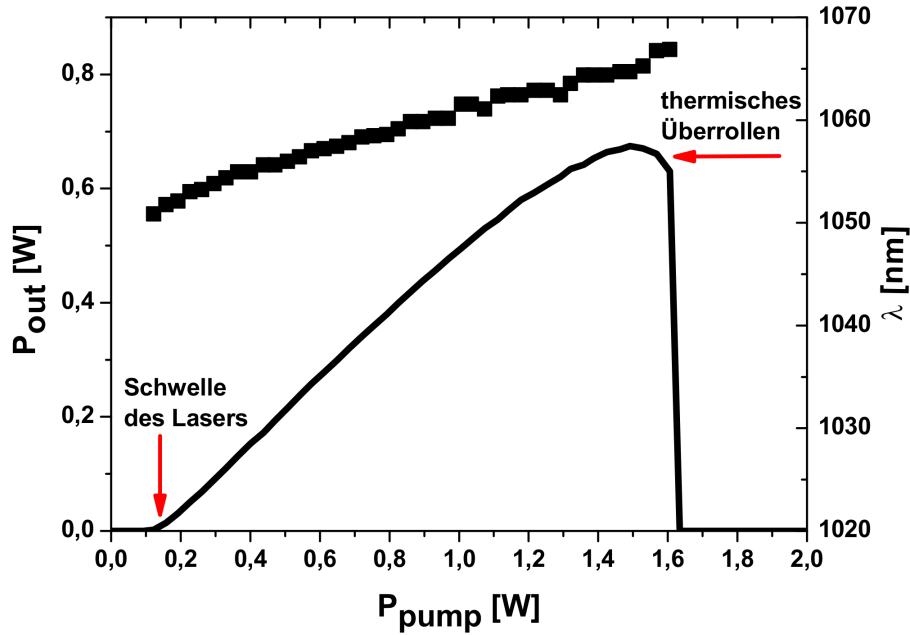


Bild 3.1: Optische Ausgangsleistung P_{out} (Linie) und Emissionswellenlänge λ (Punkte) des VECSELS, aufgetragen über der Pumpleistung P_{pump} . Die Schwelle und das thermische Überrollen sind mit Pfeilen gekennzeichnet. Der Spiegel hat eine Transmission von 1.2% und ein Krümmungsradius von 25 mm. Die Resonatorlänge beträgt 23 mm und der VECSEL wurde auf eine Temperatur von 20°C stabilisiert.

Aufgetragen wird die Ausgangsleistung des VECSELS über der absoluten Pumpleistung und nicht über der absorbierten Pumpleistung im Chip. Die Ausgangsleistung des VECSELS ist bis zum Erreichen der Laserschwelle bis auf die spontane Emission fast Null, die spontane Emission liegt unter 1 mW. Die eingestrahelte Pumpleistung führt zu einer Besetzung der Zustände in den QWs und damit zu einer positiven optischen Verstärkung (Näheres dazu in Kapitel 6).

In dem oben gezeigten Beispiel beträgt die Schwelle ca. 125 mW. Oberhalb der Schwelle steigt die Ausgangsleistung nahezu linear mit der Pumpleistung an. Diese Beziehung ist in Gleichung 3.1 mit der differentiellen Effizienz η_{diff} angegeben. Der VECSEL erreicht mit einer Auskopplung von 1.2% hier einen Wert η_{diff} von ca. 50%. Damit wird 50% der Pumpleistung, die oberhalb der

Laserschwelle eingestrahlt wird, aus dem VECSEL ausgekoppelt.

$$P_{out} = (P_{pump} - P_{th}) \cdot \eta_{diff} \quad (3.1)$$

Als höchste optische Effizienz η_{opt} , das Verhältnis von Ausgangsleistung zur Pumpleistung, erreicht der Chip 43%. Damit wird mehr als die Hälfte der eingestrahnten Leistung im Chip absorbiert, die sogenannte Verlustleistung, und die Temperatur des Chips erhöht sich. Wenn die Laserschwelle gegenüber der Pumpleistung vernachlässigbar ist, konvergiert η_{opt} gegen die differentiellen Effizienz η_{diff} .

Da es einen Unterschied zwischen der Pumpwellenlänge mit 808 nm und der Emissionswellenlänge bei ca. 1060 nm gibt, liegt die Effizienz des VECSELs deutlich höher als η_{opt} , wenn sie auf die Zahl der Photonen bezogen wird. Für diesen Chip ergibt sich, dass $\eta_{photon} = 56\%$ der Pumpphotonen in Emissionsphotonen umgewandelt werden. Nach unserem Kenntnisstand stellt dieser Wert einen neuen Weltrekord dar, siehe [19]. In einer vergleichbaren Arbeit von Rudin et al. [13] wird eine Umwandlungseffizienz von 50% bei einer Temperatur von $-10^\circ C$ für eine Emissionswellenlänge von 960 nm erreicht, Chernikov et al. [16] erreichen 35% bei 1040 nm und $0^\circ C$ und Wang et al. [17] 48% für 1040 nm bei $15^\circ C$.

Die Beschreibung mit einer konstanten differentiellen Effizienz bzw. linearen Ausgangsleistung idealisiert das Verhalten des VECSELs. Eine genauere Betrachtung zeigt, dass η_{diff} mit steigender Pumpleistung sinkt, da wegen der endlichen Effizienz des VECSEL die Temperatur des Chips steigt und dies hat negative Auswirkungen auf die Parameter des VECSELs.

Als Grund für die starke Temperaturabhängigkeit der Effizienz sind verschiedene Prozesse verantwortlich. Ein wichtiger Effekt ist, dass mit steigender Temperatur die Ladungsträger einfacher aus den Quantum Wells entkommen können, durch die endliche Höhe der Barrieren an den QWs, siehe auch die Arbeiten von Mikhaelashvili et al. in [59].

Wenn die maximale Ausgangsleistung erreicht wird, sinkt die differentielle Effizienz auf Null. Für höhere Pumpleistungen wird die differentielle Effizienz negativ, und die Ausgangsleistung fällt ab. Damit steigt die Temperatur des Chips überproportional an, was zu noch höheren Verlusten bzw. einer geringeren Effizienz führt. Dies verursacht einen starken Rückgang in der Ausgangsleistung, was als thermisches Überrollen bezeichnet wird. Für höhere Pumpleistungen bleibt die Ausgangsleistung bei null. Das thermische Überrollen ist reversibel und beschädigt weder den VECSEL noch den Resonatorspiegel.

Des Weiteren beginnt sich der VECSELs zu verstimmen, d.h. RPG und QW-Verstärkung laufen spektral auseinander, siehe dazu Abschnitt 1.5.1. Dies

führt dazu, dass die Effizienz sinkt und die Erwärmung des Chips sich weiter verstärkt.

3.2 Emissionswellenlänge des VECSELs

Die Emissionswellenlänge wird durch die optische Verstärkung bestimmt. Genauer die Wellenlänge, bei der die optische Verstärkung maximal ist, (bei gegebener Pumpleistung) ist die Emissionswellenlänge, siehe dazu das Kapitel 6. Neben der Ausgangsleistung ist die Emissionswellenlänge die wichtigste Kenngröße des Lasers, da das Haupteinsatzgebiet der VECSEL die Frequenzverdopplung zu einem grünen Laser ist.

Die Emissionswellenlänge verändert sich dabei stark mit der eingestrahnten Pumpleistung bzw. mit steigender Temperatur des Chips. Die Wellenlänge, aufgetragen über der Pumpleistung, ist in Graph 3.1 gezeigt. Die Wellenlänge steigt in 1. Näherung linear mit der Pumpleistung an. Beginnend bei der Laserschwelle mit 1052 nm erreicht die Emissionswellenlänge 1066 nm bei der maximalen Ausgangsleistung und dem Überrollen.

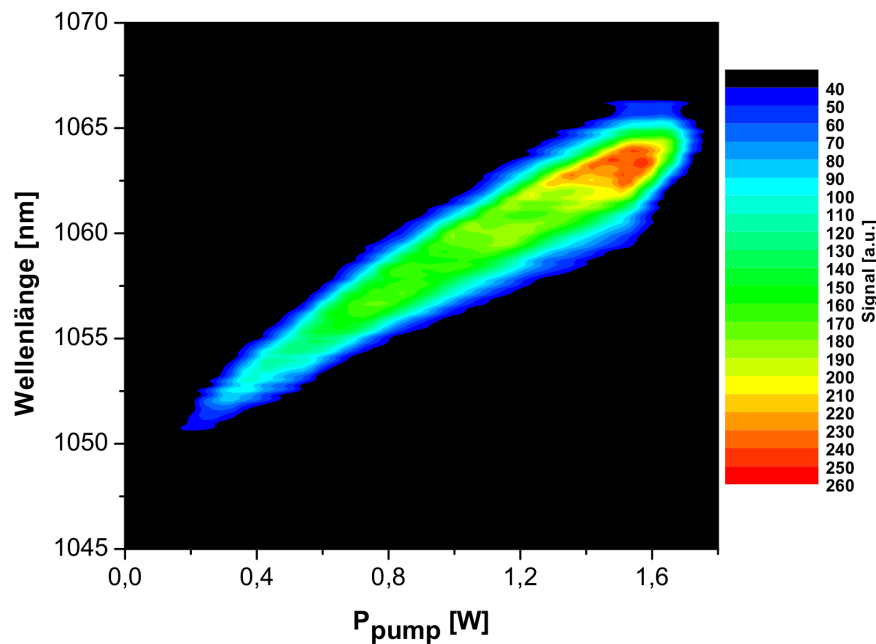


Bild 3.2: Falschfarbenbild des vollständigen Spektrums des unstabilisierten VECSEL , aufgetragen über der Pumpleistung

Bei der Emissionswellenlänge, die im vorherigen Abschnitt betrachtet wurde, handelt es sich um die Peakwellenlänge des Spektrums und die do-

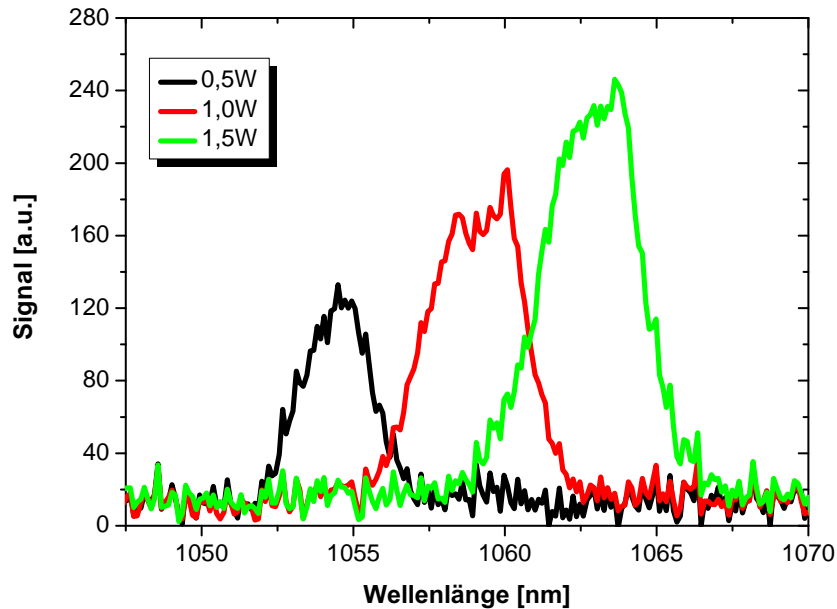


Bild 3.3: Drei einzelne Spektren des unstabilisierten VECSEL für 0.5 W, 1 W und 1.5 W Pumpleistung.

minante Wellenlänge im Spektrum. Dies ist eine zulässige Vereinfachung des Spektrums unter der Annahme, dass der Peak eindeutig identifizierbar ist. Das vollständige Spektrum über der Pumpleistung des VECSELs ist im Falschfarbenbild 3.2 dargestellt. In dieser Darstellung ist die Verschiebung bzw. die Veränderung des Spektrums sehr gut zu erkennen. Anschaulicher ist dies in Bild 3.2 an einzelne Spektren für verschiedene Pumpleistungen gezeigt. Es lässt sich ablesen, dass bei einer Pumpleistung von 0.5 W die Emission eine FWHM (Full Width at Half Maximum) von ca. 2 nm besitzt, für 1.5 W Pumpleistung 3 nm.

3.3 Temperaturabhängigkeiten des VECSELs

Der VECSEL reagiert empfindlich auf eine Erhöhung der Temperatur der Wärmesenke. Beispielsweise wird die Emissionswellenlänge mit steigender Temperatur zunehmend langwelliger. Die Laserschwelle bleibt jedoch bis zu einer Temperatur von 40°C nahezu unverändert, da der VECSEL für höhere Temperaturen optimiert ist. Diese Optimierung wurde erreicht durch eine langwellige Wahl der RPG-Resonanz, d.h., die Verstimmung des Chips ver-

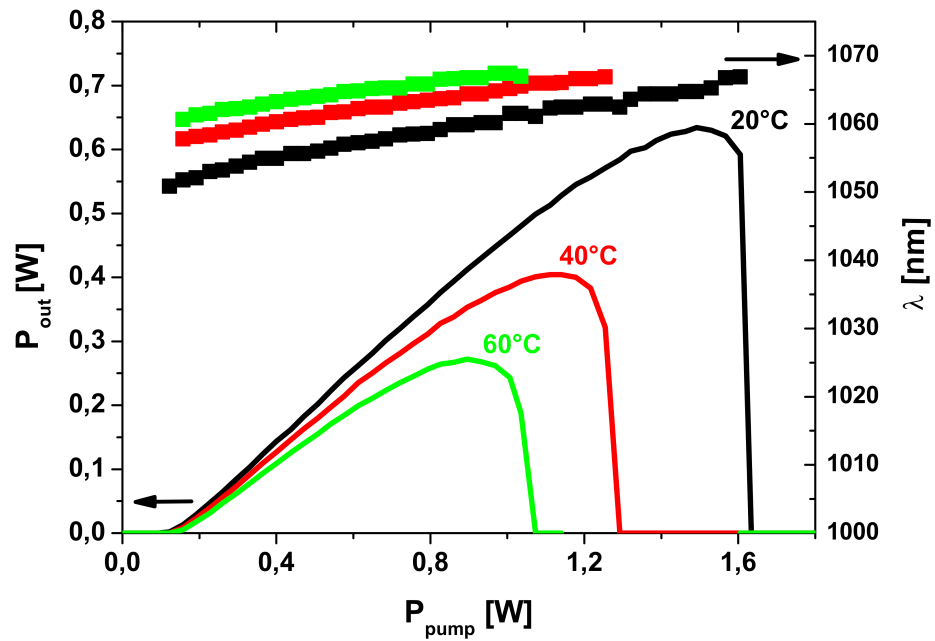


Bild 3.4: Temperaturabhängigkeit der Ausgangsleistung (Linie) und der Emissionswellenlänge (Punkte) des VECSELs für 20°C, 40°C und 60°C.

kleinert sich für höhere Temperaturen (siehe dazu Abschnitt 1.5), da die Emission der QWs langwelliger wird und damit besser zur Resonanz der RPG passt.

Die differentielle Effizienz η_{diff} sinkt in unserem Beispiel (siehe Bild 3.4) von 50% auf 45%, da durch die höhere Temperatur mehr Ladungsträger aus den QWs entkommen. Das thermische Überrollen tritt nun bei einer um 400 mW niedrigeren Pumpleistung auf, was die maximale Ausgangsleistung bei 40°C auf 430 mW verringert. Bei einer Erhöhung der Temperatur auf 60°C steigt die Laserschwelle stark auf 160 mW an, und auch die differentielle Effizienz sinkt weiter ab. Die maximale Ausgangsleistung sinkt auf ca. 180 mW ab, was einer Reduktion um 60% entspricht.

Bei einer Pumpleistung von 500 mW sinkt die Ausgangsleistung von ca. 215 mW auf ca. 190 mW bei 40°C ab, bei 60°C beträgt sie nur ca. 165 mW. Bei dieser Pumpleistung steigt die Emissionswellenlänge von 1056 nm, über 1061 nm auf 1064 nm bei 60°C an. Die Rotverschiebung erfolgt dabei um ca. 4 nm für jeden Temperaturschritt von 20°C oder 0.2 nm K^{-1} .

Es fällt auf, dass bei jeder Temperatur das thermische Überrollen bei der gleichen Wellenlänge auftritt, d.h. bei ungefähr der gleichen Temperatur des Chips. Der VECSEL erreicht bei dieser kritischen Temperatur bzw. Wellenlänge eine so große Verstimmung, bei der die optische Verstärkung so

stark reduziert ist, dass sie die Verluste nicht mehr kompensieren kann. Dies ist ein Zeichen dafür, dass der VECSEL thermisch limitiert ist. Eine bessere Ausgangsleistung kann erzielt werden, wenn die Temperatur des Chips durch eine bessere Abführung der Wärme gesenkt wird, z.B. über Materialien mit einer höheren Wärmeleitfähigkeit (siehe Abschnitt 4.4) oder durch einen größeren Pumpspot, der die Verlustleistung auf einer größeren Fläche verteilt.

Eine weitere Methode zur Verbesserung des Wärmemanagements ist die Verwendung eines Intracavity-Wärmespreizers meist aus Diamant [34, 60, 7]. Darauf wird wegen der zusätzlichen Kosten sowohl für das Material als auch für die Montage verzichtet.

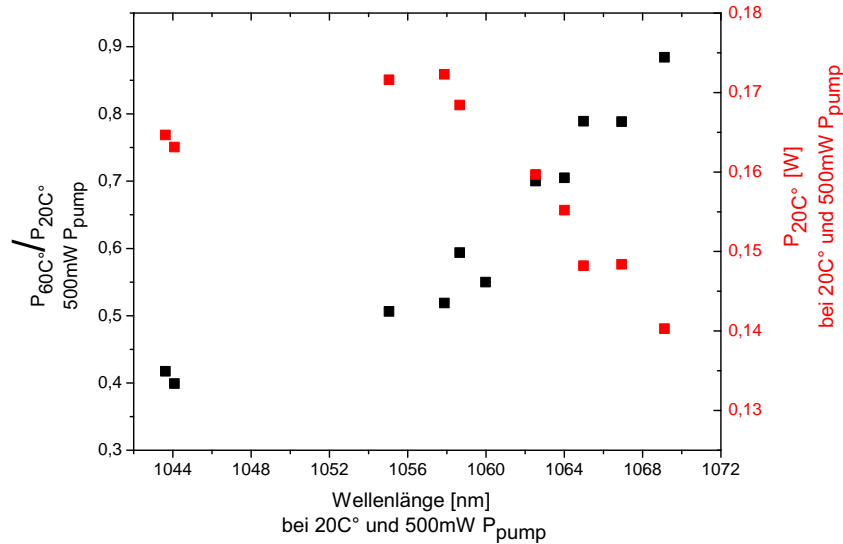


Bild 3.5: Absolute Ausgangsleistung bei 20°C (rot) für eine Pumpleistung von 500 mW, aufgetragen über der Emissionswellenlänge von 500 mW. Sowie (schwarz) die Leistung bei 60°C bezogen auf die Ausgangsleistung bei 20°C für eine Pumpleistung von 500 mW.)

Wie bereits in Abschnitt 1.5 über die Verstimmung der RPG erläutert, ist der VECSEL nur in einem sehr kleinen Temperaturbereich sehr effizient. Wie stark der VECSEL auf eine Erhöhung der Temperatur reagiert, hängt auch vom exakten Design des VECSELs bzw. der damit vorgegebenen Verstimmung ab. Der Grund dafür ist, dass der Temperaturbereich bei dem der VECSEL die höchste Effizienz besitzt durch die spektrale Position der RPG-Resonanz bezogen auf die Emission der QWs bestimmt ist (sie-

he Abschnitt 1.5.1). Je langwelliger die RPG-Resonanz gewählt wird, umso höher d.h. heißer liegt der entsprechende Temperaturbereich. Daher wird die Ausgangsleistung durch eine langwellige RPG-Resonanz bei hohen Temperaturen verbessert. Dieser Effekt spiegelt sich auch in der Emissionswellenlänge wieder, da diese mit der Verstimmung bzw. mit der RPG-Resonanz korreliert. Dies gilt nur unter der Bedingung, dass das Maximum der Emission der QWs für den VECSEL kurzwelliger ist als die RPG-Resonanz. Andernfalls ist der Laser verstimmt und der gegenteilige Effekt tritt ein. Die langwelligen VECSEL sind damit für höhere Temperaturen optimiert, bei niedrigeren Temperaturen sind sie dafür weniger effizient.

Dieser Effekt ist in Bild 3.5 verdeutlicht, wo die Kenndaten verschiedener Chips von verschiedenen Wafern verwendet wurden. Genauer ist über der Emissionswellenlänge bei 500 mW Pumpleistung die absolute Ausgangsleistung bei 20°C aufgetragen sowie die Ausgangsleistung bei 60°C, normiert auf die Leistung bei 20°C. Für eine Emissionswellenlänge von 1070 nm beträgt die Ausgangsleistung bei 60°C ca. 90% der Leistung bei 20°C, bei 1040 nm jedoch nur noch ca. 40%.

Die Daten entsprechen den Erwartungen, und es lässt sich ablesen, dass die optimale Wellenlänge für dieses Design bei 1055 nm liegt. Bei dieser Wellenlänge gibt es einen guten Kompromiss zwischen Ausgangsleistung und der Einbruch der Leistung für hohe Temperatur.

3.3.1 Thermischer Widerstand R_{TH}

Die Erwärmung des VECSELs, genauer der QWs, mit zunehmender Pumpleistung lässt sich nicht direkt messen, da kein Messfühler im Chip oder in der unmittelbaren Nähe des Chips platziert ist bzw. dort nicht platziert werden kann. Der thermische Widerstand (R_{TH}) ist eine wichtige Kenngröße des Lasers, da der Wert auch die Güte der Wärmesenke und der Lötung angibt. Weil der VECSEL thermisch limitiert ist, ist die Reduktion des R_{TH} 's ein wichtiges Mittel zur Steigung der Leistung. Die Erwärmung des Chips im Betrieb wird von der Verlustleistung bestimmt, welche in Gleichung 3.2 definiert ist. Die Erwärmung des Chips ist also umso größer, je niedriger die optische Effizienz η_{opt} ist.

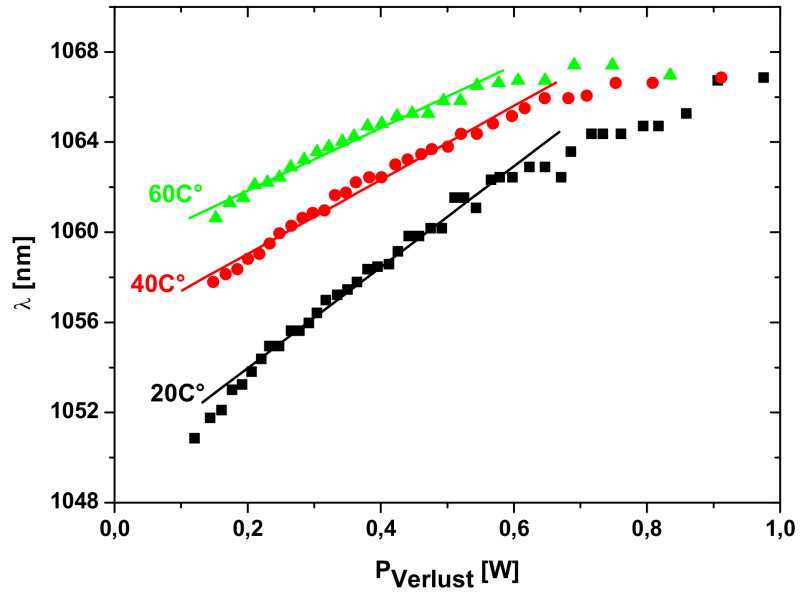


Bild 3.6: Die Wellenlänge in Abhängigkeit von der Verlustleistung für 20°C, 40°C und 60°C.

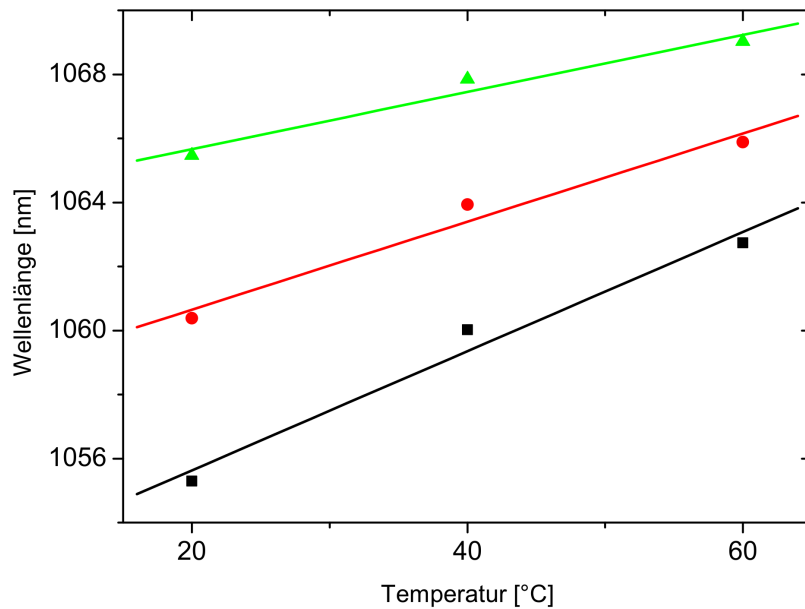


Bild 3.7: Die Wellenlänge in Abhängigkeit von der Temperatur für verschiedene Verlustleistungen: 300 mW (schwarz), 450 mW (rot) und 600 mW (grün).

$$P_{loss} = P_{pump} - P_{out} \quad (3.2)$$

Die Bestimmung des thermischen Widerstands des VECSELS erfolgt indirekt über die Veränderung der Emissionswellenlänge. Dazu wird die Verschiebung der Wellenlänge durch die Erhöhung der Temperatur der Wärmesenke $\frac{d\lambda}{dT}$ in Relation gebracht zu der Verschiebung, die durch die Verlustleistung des Chips $\frac{d\lambda}{dP_{loss}}$ verursacht wird. Dabei wird die berechnete Annahme gemacht, dass die Verschiebung im Betrieb rein thermisch verursacht ist und die Veränderung der Wellenlänge durch eine veränderte Ladungsträgerkonzentration vernachlässigt werden kann. Aus diesen beiden Werten errechnet sich der R_{TH} als Quotient der beiden Faktoren (siehe Gleichung 3.3).

$$\frac{\frac{d\lambda}{dP_{loss}}}{\frac{d\lambda}{dT}} = \frac{dT}{dP_{loss}} = R_{TH} \quad (3.3)$$

Der R_{TH} gibt die Erwärmung der RPG bei einer gegebenen Verlustleistung an und besitzt die Einheit KW^{-1} .

Die Emissionswellenlängen, für die einzelnen Temperaturen, wird an die Verlustleistung linear angefitet. Graph 3.6 zeigt die Wellenlänge und die linearen Fits über die Verlustleistung und Graph 3.7 die Wellenlänge für verschiedene Verlustleistungen über die Temperatur. Es ergibt sich als Fitparameter aus den Graphen, $19.5nmW^{-1}$ und $0.21nmK^{-1}$ für die Verschiebungen der Wellenlänge. Daraus folgt ein R_{TH} -Wert von $93KW^{-1}$, was sehr hoch ist und auch höher als erwartet.

Der Grund dafür ist, dass infolge der Kombination aus QWs und RPG der R_{TH} -Wert stark von der Verstimmung des Chips abhängt und den Wert verfälscht, da die Verschiebung der Wellenlänge nicht trivial von der Temperatur abhängt. Die Steigung $\frac{d\lambda}{dP_{loss}}$ ist also für jede der gemessenen Temperaturen unterschiedlich. Eine ähnliche Reduktion findet sich auch für $\frac{d\lambda}{dT}$. Der hier untersuchte VECSEL ist auf $40^\circ C$ optimiert; damit unterscheidet sich $\frac{d\lambda}{dT}$ sehr stark für Temperaturen unterhalb oder oberhalb der optimalen Verstimmung bzw. Temperatur. Die so ermittelten Werte sind deshalb nur als Richtgrößen zu betrachten.

Der einfachste Weg, die Ausgangsleistung und die Effizienz des VECSELS weiter zu steigern, ist die Reduktion des R_{TH} , da der Laser thermisch limitiert ist. Der thermische Widerstand kann reduziert werden durch die Vergrößerung der Pumpfläche, da so Abführung der Wärme über eine größere Fläche erfolgt und sich die thermische Belastung besser verteilt. Ein weiterer Ansatz zur Verbesserung der thermischen Limitierung des VECSELS ist der Einsatz eines besseren Wärmespreizers, d.h. von Materialien mit einer

höheren Wärmeleitfähigkeit. Weil das GaAs-Substrat einen großen Anteil am thermischen Widerstand hat, lässt sich eine weitere Verringerung des Widerstandes durch die Entfernung des GaAs erreichen (Genauerer dazu im Abschnitt 4.4 über den Dünnfilm-VECSEL).

3.4 Variation des Resonatorspiegels

Die Transmission des Resonatorspiegels beeinflusst sehr stark die Ausgangsleistung und die Emissionswellenlänge des VECSELs. Die benötigte Verstärkung des Laserlichtes im Chip durch die RPG muss die Verluste durch die Transmission des Spiegels kompensieren, siehe Formel 1.24 in den Grundlagen. Bei einer geringen Transmission des Resonatorspiegels wird eine niedrigere Verstärkung des Lichtes benötigt. Damit wird auch eine niedrigere Ladungsträgerdichte und damit eine niedrigere Pumpleistung benötigt um die Verluste im VECSEL zu kompensieren d.h., die Laserschwelle wird niedriger. Damit lässt sich die Laserschwelle gezielt durch die Variation der Transmission manipulieren. Auch die differentielle Effizienz wird durch die Transmission des Spiegels beeinflusst, durch eine höhere Transmission des Resonatorspiegels wird mehr Licht aus dem Resonator ausgekoppelt. Dies kann dazu führen, dass η_{diff} größer wird, siehe Formel 1.31. Allerdings existiert ein Maximum für η_{diff} , was durch den Aufbau des VECSEL vorgegeben ist, siehe dazu die Arbeit von He et al. [32], da beide Prozesse die optische Effizienz η_{opt} konträr beeinflussen, besitzt die optische Effizienz ein Maximum über der Transmission des Resonatorspiegels.

Das Bild 3.8 zeigt die Kennlinien des VECSELs für verschiedene Spiegeltransmissionen von 2.4%, 1.2%, 0.6%, 0.3% und einen hochreflektierenden Resonatorspiegel mit weniger als 0.1% Auskopplung. Der Austausch des externen Spiegels bei einem VECSEL ist relativ einfach, da er nicht fest mit dem Chip verbunden ist. Die höchste Ausgangsleistung wird mit einer Transmission von 1.2% erzielt. Die Laserschwelle wird wie erwartet mit sinkender Auskopplung aus dem Resonator leicht geringer, was dazu führt, dass die Effizienz des Systems für kleine Pumpleistungen größer wird. Bei einer Pumpleistung von 200 mW beträgt die Ausgangsleistung 50 mW bei 98.8% und 70 mW bei 99.4%.

Bei 2.4% ist die Laserschwelle Signifikat höher da eine höhere optische Verstärkung bzw. Ladungsträgerkonzentration benötigt wird. Mit der höheren Laserschwelle ist auch die Verlustleistung d.h. die Chiptemperatur höhere. Bei den geringeren Transmissionen ist die differentielle Effizienz zu niedrig um eine hohe Ausgangsleistung zu generieren.

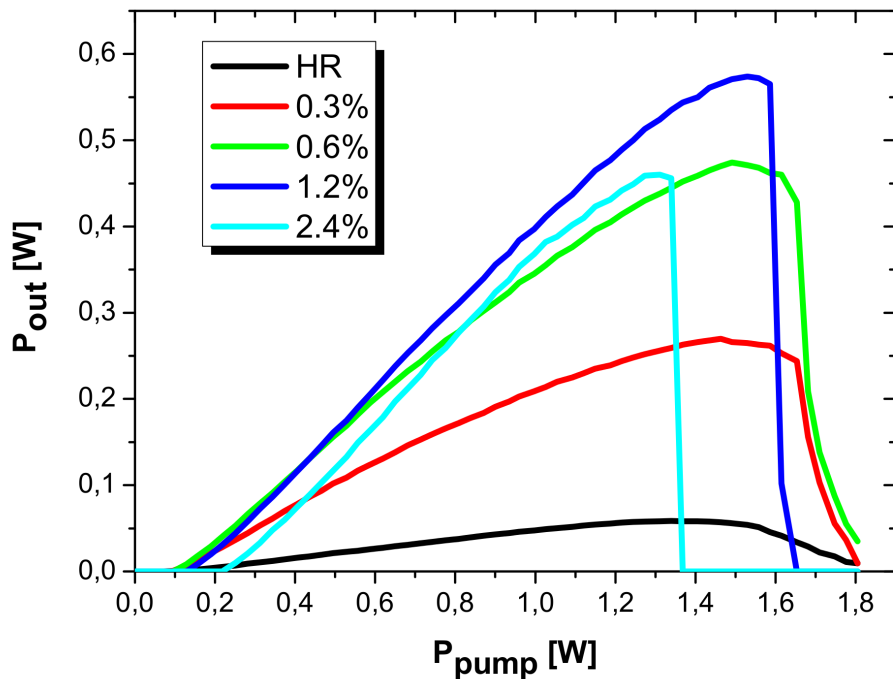


Bild 3.8: Ausgangsleistung des VECSELs in Abhängigkeit von der Auskopplung bei 20°C. Die Transmission der verwendeten Spiegel ist im Bild angegeben, die Resonatorlänge betrug jeweils 23 mm.

Das thermische Überrollen wird abrupter, je höher die Transmission ist, und desto deutlicher wird die Abbruchkante. Bei kleinen Transmissionen wird das Überrollen hinausgezögert, da in diesen Fällen eine stärkere Toleranz gegenüber Verlusten besteht und so das Zusammenbrechen der Lasermode hinausgezögert wird. Daher ist der Laserbetrieb auch bei höheren Pumpleistungen möglich, wenn auch mit vernachlässigbarer Effizienz.

Der Laserbetrieb ist in diesem Beispiel bis zu einer maximalen Transmission von 2.4% möglich, wobei in diesem Fall noch weitere verlustbehaftete optische Elemente in den Resonator eingebracht werden können. Ein Spiegel mit einer höheren Transmission von 4% konnte nicht verwendet werden, weil die maximale optische Verstärkung des VECSEL-Chips bzw. der RPG nicht hoch genug ist. Eine dünnere RPG mit wenigen QWs wird wegen der niedrigen Laserschwelle bevorzugt. Die optimale Transmission von 1.2% , Maximum der Ausgangsleistung, entspricht also knapp der Hälfte der maximalen Transmission.

Die maximale Transmission des Resonatorspiegels mit dem der VECSEL eingesetzt werden kann ist also deutlich kleiner als bei typischen kantene-

mittierenden Lasern; dort können leicht Spiegeltransmissionen von 70% und mehr verwendet werden. Andere Forschungsgruppen benutzen eine ähnliche Transmission, Rudin et al 0.7% für ihren VECSEL mit 20 W Ausgangleistung [13] und Lindberg et al. 1% [34].

3.5 Optische Verluste des VECSELs

Die untersuchten Chips sind hocheffizient in der Umwandlung von 808 nm Pumpphotonen in 1060 nm Emissionsphotonen. Aus η_{diff} lässt sich ableiten, dass ca. 68% der zusätzlich zur Laserschwelle eingestrahlt Pumpphotonen umgewandelt werden. Trotzdem bedeutet dies, dass ein Drittel der Pumpphotonen bzw. der induzierten Ladungsträger verloren geht. Eine Untersuchung der verschiedenen Verlustkanäle ist notwendig, um die Effizienz des Systems weiter zu optimieren.

Ein trivialer Verlustkanal besteht darin, dass ein Teil des Pumplichtes nicht im Chip absorbiert, sondern trotz der Antireflexionsschicht an der Chipoberfläche reflektiert wird. Dies macht bei 808 nm und einem Einfallswinkel von 45° ungefähr 3.6% aus. Auch werden nicht alle Pumpphotonen in den GaAs-Schichten (sowie den QWs) absorbiert. Ungefähr 4% des Lichtes, so die Schätzungen anhand von Simulationen, durchqueren die aktive Zone und erreichen den Braggspiegel. Im Folgenden werden die verschiedenen anderen Verlustkanäle genauer diskutiert.

3.5.1 Bestimmung von T_{loss}

Die Photonen im Resonator werden über die Spiegel ausgekoppelt. Dies erfolgt hauptsächlich über den Spiegel mit der höchsten Transmission, was meist der montierbare externe Resonatorspiegel ist. Ein Teil der Photonen wird zusätzlich aus dem Resonator heraus gestreut und an Elektronen im Chip oder an Staubteilen im Resonator absorbiert. Es kann angenommen werden, dass diese Verluste in 1. Näherung proportional zu der gespeicherten Energie im Resonator bzw. zur Anzahl der Photonen und damit zur differentiellen Effizienz des VECSELs sind. Damit können sie als eine zusätzliche Auskopplung behandelt werden, da es keine Rolle spielt, ob es sich um eine echte Auskopplung in Form eines Laserstrahls oder um die Absorption eines Teils des Lichtes im Resonator handelt. Weil diese parasitären Auskopplungen nicht voneinander getrennt werden können, werden sie zu einem Faktor T_{loss} zusammengefasst. Dessen Bestimmung erfolgt über eine Variation der Transmission des Resonatorspiegels mithilfe von Gleichung 3.4. In diese Gleichung fließt die Überlegung ein, dass der Braggspiegel eine Transmission von

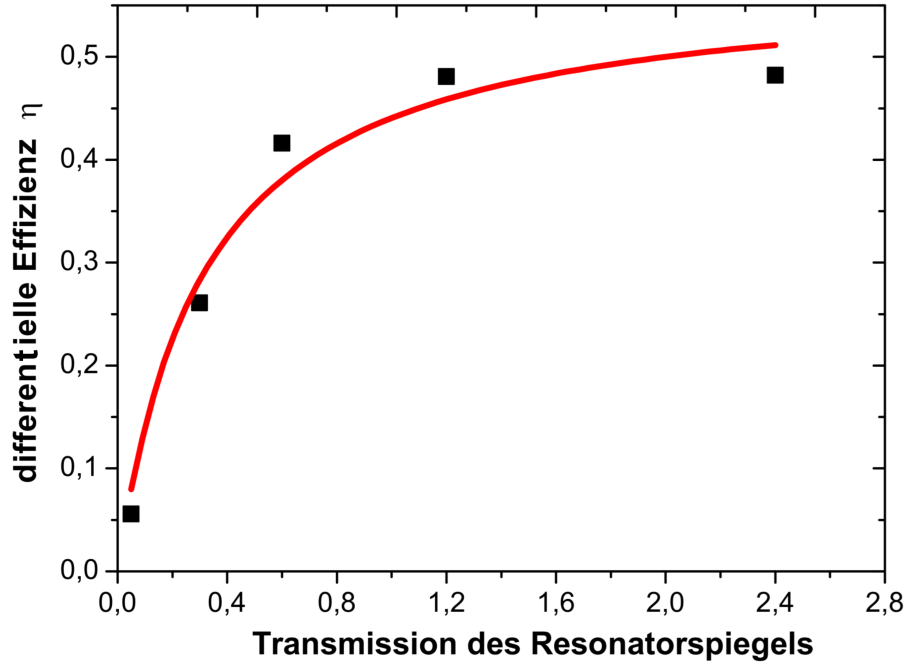


Bild 3.9: Die differentielle Effizienz η_{diff} des VECSELs in Abhängigkeit von der Transmission des Resonatorspiegels bei 20°C.

0% hat (d.h. eine Reflexion von Eins hat). Eine endliche Transmission des Braggspiegels wird also T_{loss} als Verlust zugeschlagen, genau wie die endliche Absorption des Braggspiegels. Die Bestimmung der optischen Verluste erfolgt über die Formel 3.4 aus dem Buch von Coldren [28] mit der Transmission des Resonatorspiegels T_i , siehe auch Abschnitt 1.3. Alle Arten von sättigbaren Verlustkanälen im VECSEL sind in der Laserschwelle enthalten.

$$\eta_{diff} = \eta_{int} \frac{\ln(1 - T_{Resonator})}{\ln(1 - T_{Resonator}) + \ln(T_{loss})} \quad (3.4)$$

Die differentielle Effizienz des VECSELs ist in Bild 3.9 über der Reflektivität des Resonatorspiegels aufgetragen. Die Werte wurden aus Abschnitt 3.4 über die Spiegelserie entnommen. An die Formel angefitet, ergibt sich daraus ein T_{loss} von 99.7%. Die optischen Verluste betragen also $1 - T_{loss} = 0.3\%$ per round trip. Da T_{loss} auch die endliche Transmission und Absorption des Braggspiegels als Verluste enthält, bedeutet dies, dass die Transmission des Braggspiegels maximal 0.3% beträgt. Es ist darauf hinzuweisen, dass 0.3% ein sehr hoher Wert ist. Die maximale Ausgangsleistung für einen Resonatorspiegel mit einer Transmission von 0.3% beträgt ca. 280 mW. Neben den T_{loss} lässt sich aus dem Verlauf der differentiellen Effizienz auch

der interne Wirkungsgrad η_{int} des VECSELS bestimmen; bei diesem Chip liegt dieser bei 58%. Dieser Wert liegt gute 7% über dem Höchstwert der gemessenen differentiellen Effizienz. Der höchste Wert, den der interne Wirkungsgrad annehmen kann, ist bestimmt durch die differentielle Effizienz, womit der untersuchte Laser noch ein gewisses Verbesserungspotenzial besitzt.

3.5.2 Charakterisierung des Braggspiegels

Da im VECSEL-Chip der Braggspiegel und die aktive Zone zusammen realisiert sind, lassen sich die beiden Komponenten schwer getrennt voneinander untersuchen. Um die Reflektivität des Braggspiegels zu bestimmen, wurden bei einem VECSEL-Wafer die Schichten bis zum Braggspiegel heruntergeätzt. Zusätzlich dazu wurde auf gleiche Art und Weise ein dotierter Braggspiegel als Referenzstruktur präpariert. Der dotierte Braggspiegel dient als verlustbehaftete Referenz in den Messungen, durch die p-Dotierung besitzt dieser eine merkliche Absorption für das Laserlicht. Für die Vermessung des Wafers wurden zwei verschiedene Methoden verwendet.

Fabry – Pérot – Resonator

Als Erstes wurde aus zwei parallel gestellten Bruchstücken des Braggspiegels ein einfacher *Fabry – Pérot*-Resonator aufgebaut, in den ein Laserstrahl eingekoppelt wird, eine Skizze des Aufbaus zeigt Bild 3.10. Die Leistung des Laserstrahls nach dem Passieren des Resonators ist dabei abhängig von der Anzahl der erfolgten Reflexionen. Durch eine Verschiebung der Proben gegeneinander lässt sich die Anzahl der Reflexionen einstellen, da die Länge der Stücke begrenzt ist, lassen sich bei dem Aufbau nur maximal 14 Reflexionen erreichen. Der Zusammenhang zwischen der Grundleistung des Laserstrahls P_0 , der Leistung nach dem Resonator P , der Reflektivität des Braggspiegels R_{bragg} und der Anzahl der Reflexionen n ist in Gleichung 3.5 angegeben.

$$P = P_0 \cdot R_{bragg}^n \Rightarrow \ln(P) = n \cdot \ln(R_{bragg}) + \ln(P_0) \quad (3.5)$$

Die logarithmierte Leistung ist in Bild 3.11 für den VECSEL-Braggspiegel und einen dotierenden Referenz-Braggspiegel über der Anzahl der Reflexionen aufgetragen. Aus der Steigung der Ausgleichsgeraden lässt sich die Reflektivität des VECSEL-Braggspiegels zu 99.6% und für den dotierten Braggspiegel zu 99.0% bestimmen.

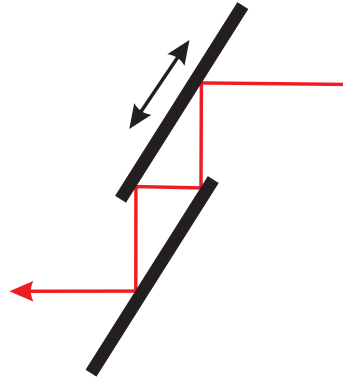


Bild 3.10: Skizze des *Fabry – Pérot*-Resonators.

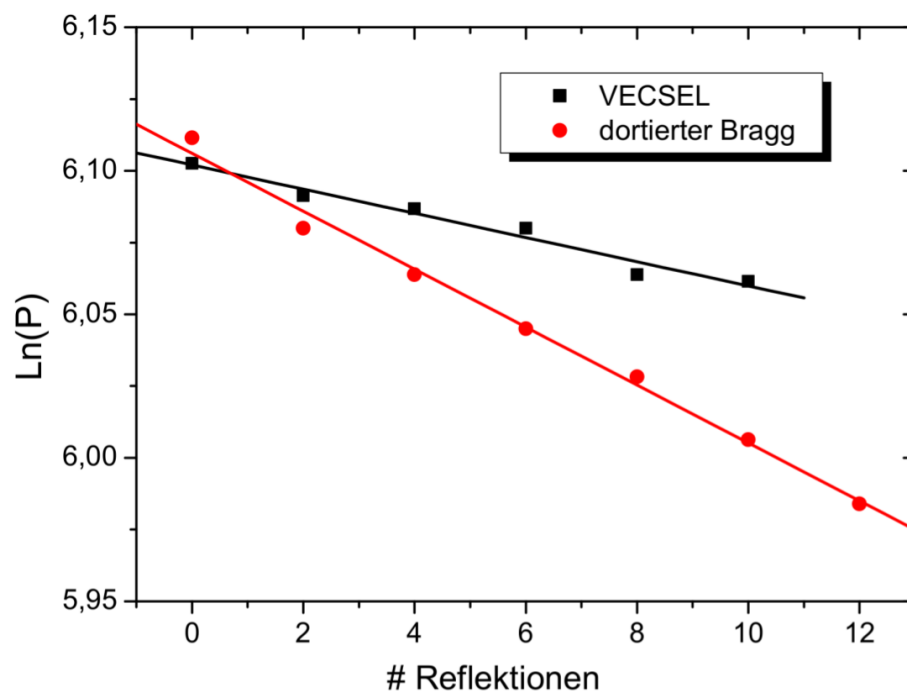


Bild 3.11: Logarithmische Leistung in Abhängigkeit der Anzahl der Reflexionen an einem VECSEL-Braggspiegel und an einem dotierten Referenz-Braggspiegel.

Gefalteter Resonator

Um dieses Ergebnis zu verifizieren, wurde ein gefalteter Resonator, bestehend aus einem VECSEL-Chip, einem Resonatorspiegel und der zu untersuchen-

den Probe, aufgebaut. Eine Skizze des gefalteten Resonators zeigt Bild 3.12. Bei diesem Aufbau wurde der Resonatorspiegel so stark gekippt, dass der Rückreflex zuerst auf den Braggspiegel projiziert und anschließend von dem Braggspiegel zurück auf den Chip geworfen wird. Aus der differentiellen Effizienz des Systems lässt sich dann die Reflektivität des Spiegels gut ablesen, da die Auskopplung über den dritten Spiegel (der untersuchten Probe). Bild 3.13 zeigt die Kennlinien des gefalteten Resonators für verschiedene untersuchte Spiegel, einmal für einen planaren hochreflektiven (HR) Spiegel (mit $R_{HR} = 99.95\%$) sowie für den VECSEL-Braggspiegel und den dotierten Braggspiegel.

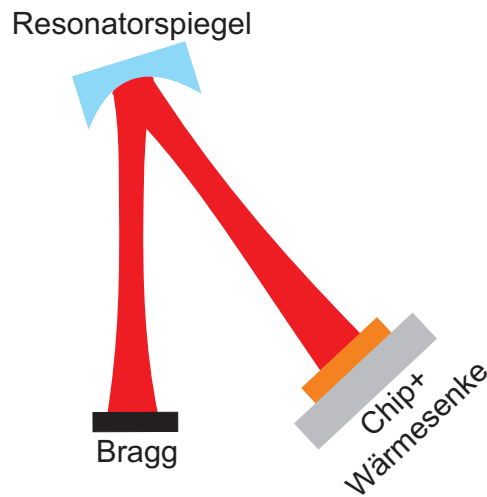


Bild 3.12: Skizze des gefalteten Resonators.

Im Vergleich zeigt sich, dass die Steigung und die Laserschwelle mit dem Braggspiegel im Vergleich zur HR-Referenz etwas beeinträchtigt sind. Bei der Verwendung des Braggspiegels gibt es einen kleineren Einbruch in der Ausgangsleistung und einen deutlichen Einbruch bei dem dotierten Braggspiegel. Die HR-Referenz ist notwendig, um über einen Vergleich der differentiellen Effizienz die Reflektivität zu bestimmen. Dabei wurden für $T_{loss} = 99.7\%$ verwendet und für den planaren hochreflektiven Spiegel $R_{HR} = 99.95\%$. Der eingesetzte Resonatorspiegel hatte eine Transmission von 1.2% und einen Krümmungsradius von 75 mm .

Zur Bestimmung der Abhängigkeit der Ausgangsleistung von der Reflekti-

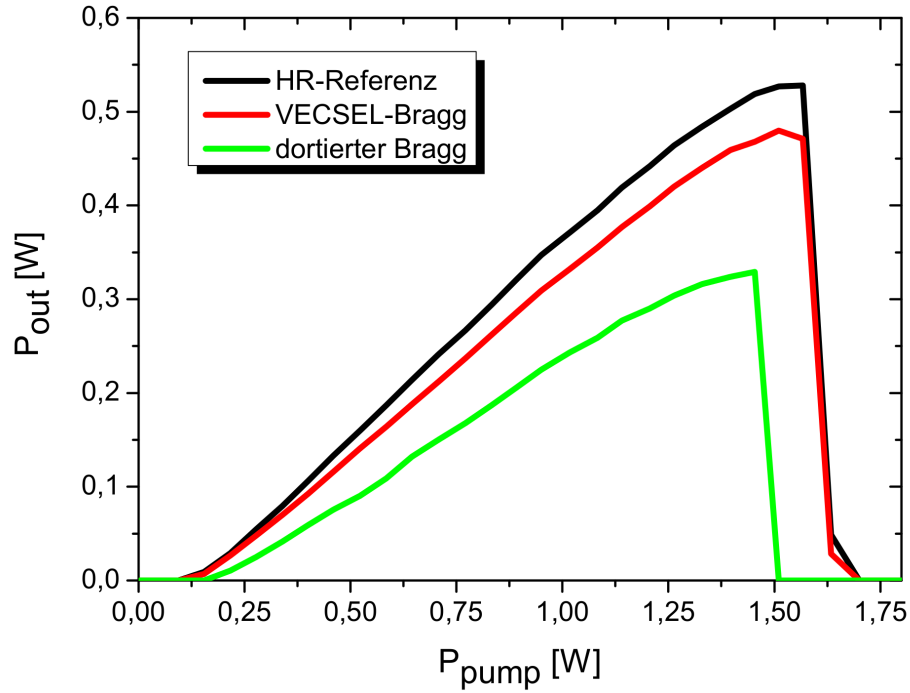


Bild 3.13: Kennlinien des gefalteten Resonators für verschiedene Endspiegel, eine HR-Referenz, ein VECSEL-Braggspiegel und einen dotierter Braggspiegel.

vität der Spiegel wird von den Gleichungen 1.31 und 1.30 ausgegangen. Diese Gleichungen werden erweitert um einen dritten Spiegel, womit sich Gleichung 3.6 ergibt:

$$P_{out} = (P_{pump} - P_{th}) \cdot \eta_{int} \cdot \frac{\ln((1 - T_{Resonator})^2)}{\ln((1 - T_{Resonator})^2 \cdot (1 - T_{Sample}) \cdot T_{loss})} \quad (3.6)$$

Um die Reflektivität des Braggspiegels zu bestimmen, wird die Ausgangsleistung für die zu untersuchenden Proben in Relation zu der Ausgangsleistung bei Verwendung der HR-Referenz gesetzt. Damit ergibt sich die Gleichung 3.7.

$$\frac{P_{Bragg}}{P_{HR}} = \frac{(P_{pump} - P_{th})_{Bragg}}{(P_{pump} - P_{th})_{HR}} \cdot \frac{\ln((1 - T_{Resonator})^2 \cdot (1 - T_{HR}) \cdot T_{loss})}{\ln((1 - T_{Resonator})^2 \cdot (1 - T_{Bragg}) \cdot T_{loss})} \quad (3.7)$$

Bei dieser Umformung wurde angenommen, dass η_{int} als Effizienz der Quantenwells konstant ist. Dabei bezeichnet der Index *Bragg* bzw. *HR* die Werte, welche für den gefalteten Resonator mit der *HR*-Referenz oder dem Braggspiegel als drittem Spiegel gemessen wurden. Die Gleichung wird nach $1 - T_{Bragg}$ umgestellt und es ergibt sich mit der Proportional- bzw. Referenzkonstante β , definiert in Gleichung 3.8, ein Zusammenhang zwischen

der Reflektivität des Braggspiegels und den Leistungswerten des gefalteten Resonators (Gleichung 3.9).

$$\frac{P_{Bragg}(P_{pump} - P_{th})_{HR}}{P_{HR}(P_{pump} - P_{th})_{Bragg}} = \beta \quad (3.8)$$

$$1 - T_{Bragg} = ((1 - T_{Resonator})^2 \cdot T_{loss})^{(it\beta^{-1}-1)} \quad (3.9)$$

Es wird dabei angenommen, dass die zusätzlichen Verluste ausschließlich durch den untersuchten Braggspiegel kommen und nicht durch Justagefehler. Daraus ergibt sich für den VECSEL-Braggspiegel eine Reflektivität von 99.7% und für den dotierten Braggspiegel 99.1%. Damit werden die Werte, die mit dem *Fabry – Pérot – Resonator*-Ansatz ermittelt wurden, bestätigt. Die Reflektivität des Braggspiegels ist damit überraschend niedrig. Allerdings sollte berücksichtigt werden, dass durch das Entfernen der Halbleiterschichten der Braggspiegel beschädigt worden sein könnte. Der Braggspiegel im Chip besitzt deshalb vermutlich eine etwas höhere Reflektivität, aber die Auskopplung über den Braggspiegel und die anschließende Absorption in dem GaAs-Substrat stellt den größten Verlustkanal dar.

Die Verlustkanäle, die bislang besprochen worden sind, also die Verluste, die in T_{loss} zusammengefasst werden, behandeln ausschließlich Verluste von Photonen, entweder von Laser- oder von Pumplicht. Verluste von Elektronen-Loch-Paaren durch nicht strahlende Prozesse, Oberflächenrekombination und sättigbare Verlustkanäle sind in der Mehrzahl in der Laserschwelle enthalten. Die Verluste, die bis jetzt bestimmt worden sind, bestehen aus 4% Verlusten durch ungenügende Absorption, ca. 3.6% Reflexionsverlusten und 22% Verlusten durch die internen optischen Verluste $(T_{loss})^{\frac{1}{T_{Resonator}}}$. Zusammengefasst ergibt sich als Verlust bezogen auf die Pumpphotonen ein Wert von ca. 30%. Dies passt sehr gut zu der Einschätzung am Anfang dieses Abschnittes, die sich auf ca. 33% belief. Diese Analyse bezieht sich dabei auf die differentielle Effizienz und ignoriert die Verluste, welche in der Laserschwelle enthalten sind.

Zur Abschätzung der Gesamtverluste an Elektronen-Loch-Paaren wird von der maximalen optischen Effizienz von 42% bzw. 55%, korrigiert um den Unterschied zwischen der Pumpwellenlänge und der Emissionswellenlänge, ausgegangen. Die so bestimmten Verluste von ca. 45% setzen sich aus den optischen Verlusten von ca. 30% und den Verlusten an Elektronen-Loch-Paaren zusammen. Das bedeutet, dass diese Art von Verlusten etwa 15% betragen.

Die Verluste des VECSELS sind beim thermischen Überrollen deutlich größer als hier bestimmt. Vor allem die Verluste an Elektronen-Loch-Paaren bei höheren Temperaturen durch das thermische Entkommen (überwinden der Barriere) aus den QWs sind viel größer, siehe den Abschnitt 4.3.

3.6 Beeinflussung der Emissionswellenlänge

Die Emissionswellenlänge beim VECSEL wird von zwei verschiedenen Ursachen bestimmt: sowohl durch die Quantum Wells selbst als auch durch das Design des

VECSELS d.h. durch die RPG,(eine ausführliche Erklärung findet sich in Kapitel 1.5). Die optische Verstärkung, der die Emissionswellenlänge definiert, besitzt aber eine große spektrale Breite. Daher ist auch ein Laserbetrieb abseits der zentralen Emissionswellenlänge möglich. Die Emissionswellenlänge im Laserbetrieb ist deshalb nicht stabil, und Störungen können zu einer Veränderung der Wellenlänge führen. Aufgrund der resonanten Positionierung der QWs und der damit verbundenen Eigenmoden sind diese Änderungen meist sprunghaft. Diese Instabilitäten sind meist verbunden mit einer Änderung der Ausgangsleistung, da sich im gleichen Zuge die Effizienz und damit die Ladungsträgerdichte in den QWs ändert.

Durch optische Elemente, die in den Resonator eingebracht werden, lässt sich die Emissionswellenlänge des VECSELS manipulieren. Diese Elemente funktionieren dabei nach dem Prinzip eines Filters. Sie verursachen über einen Wellenlängenbereich zusätzliche optische Verluste, die für eine bestimmte Wellenlänge minimal sind. Nur bei dieser Wellenlänge ist die Ausbildung einer Lasermode möglich. In der Regel ist es möglich, die erlaubte Wellenlänge durch Verschieben oder Kippen des optischen Elementes zu verändern, da dadurch die optische Dicke des Elementes variiert wird. Allerdings ist der Einsatz von Wellenlängen manipulierenden Elementen immer mit einer veränderten (meist verringerten) Ausgangsleistung verbunden.

Der Resonator des VECSELS ist standardmäßig 23 mm lang und damit groß genug, um verschiedene optische Elemente in ihm zu platzieren. Für eine einfachere Handhabung der Elemente und der Justage wird jedoch die Resonatorlänge durch Verwendung von Spiegeln mit größeren Krümmungsradien verlängert.

3.6.1 Quarz Filter

Zur Wellenlängenstabilisierung wird in dieser Arbeit meist eine Platte aus doppelbrechendem Quarz als Filter, engl. *birefringent filter*, kurz BIFI, ver-

wendet. Der Laserstrahl, welcher den Quarzkristall passiert, wird in einen ordentlichen und in einen außerordentlichen Strahl aufgespaltet. Die beiden Strahlen besitzen unterschiedliche Phasengeschwindigkeiten, was bei unterschiedlichen Wellenlängen zu unterschiedlichen Phasendifferenzen zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl führt. Wegen dieser Phasendifferenz beginnen die beiden Strahlen miteinander zu interferieren. Die Transmission der Quarzplatte ist maximal, wenn sich die beiden Strahlen konstruktiv überlagern. Durch das Drehen der Platte wird die Orientierung der optischen Achse zum Strahl verändert und damit der Transmissionspeak spektral verschoben.

Zur Minimierung der Verluste durch Reflexion wird das BIFI unter dem Brewsterwinkel platziert, die Verluste bleiben aber sehr hoch. Die Bestimmung der Verluste lässt sich analog zur Bestimmung von T_{loss} in Kapitel 3.5.1 durchführen. Dabei wird die differentielle Effizienz bei verschiedenen Spiegeltransmissionen bestimmt und jeweils für eine bestimmte Wellenlänge mit dem BIFI eingestellt. Die Verluste, die für das BIFI bestimmt wurden, liegen im Bereich von 0.5% per round trip. Diese Verluste hängen von der Justage des BIFIs ab, insbesondere von der Ausleuchtung des Quarzkristalls vom Laserstrahl. Die Bestimmung der Verluste basiert auf der Annahme, dass die Verluste des VECSELS als solche nicht von der Wellenlänge abhängig sind, was aber aufgrund des stabilen Wertes von T_{loss} für die verschiedenen Chip-Varianten und Temperaturen eine verlässliche Annahme darstellt. Trotz der hohen Verluste wird in dieser Arbeit hauptsächlich ein Birefringent Filter verwendet, um die Emissionswellenlänge einzustellen und zu stabilisieren.

Graph 3.14 zeigt den Verlauf der Wellenlänge über die Pumpleistung bei einer Spiegeltransmission von 0.3% sowohl für den unstabilisierten freien VECSEL als auch für den mit dem BIFI stabilisierten VECSEL. Mithilfe des BIFIs kann die Emission des VECSELS auf 1039 nm und 1088 nm, so wie auf alle Wellenlängen dazwischen eingestellt werden, was eine spektrale Breite von 49 nm bedeutet. Die beiden eingestellten Wellenlängen können aber nicht über den ganzen Pumpleistungsbereich aufrecht gehalten werden, es kommt jeweils zu einem Sprung um 42 nm, von 1039 nm nach 1081 nm bzw. von 1046 nm nach 1088 nm. Ursache ist die Erwärmung des Chips und die Verschiebung des Verstärkungsspektrums ins langwellige. Diese breite optische Verstärkung ist für den VECSEL überflüssig und könnte sowohl dessen Effizienz verringern als auch ihn spektral instabiler werden lassen.

Bei einer genaueren Betrachtung des Graphen fällt auf, dass sich die stabilisierte Wellenlänge über die Pumpleistung bzw. durch die damit verbundene Erwärmung des Chips nicht mehr verschiebt. Die Laserschwelle und das Überrollen des Lasers sind aber bei jeder eingestellten Wellenlänge verschieden. Je kürzer die Wellenlänge ist, desto früher setzt das Überrollen ein. Dies

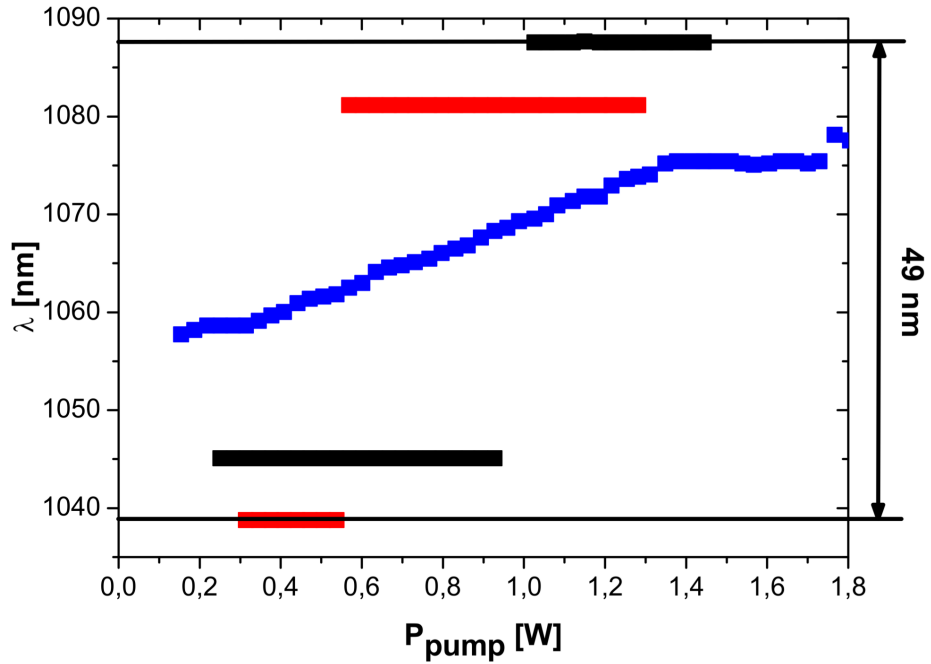


Bild 3.14: Längste (schwarze Punkte) und kürzeste (rote Punkte) mögliche Wellenlänge die mit einem BIFI einstellbar ist, für eine Spiegeltransmission von 0.3% und einer Resonatorlänge von 48 mm. Die freilaufende Emissionswellenlänge ohne BIFI ist mit blauen Punkten gekennzeichnet.

ist eine Eigenschaft der optischen Verstärkung bzw. der RPG des Chips. Bei 1039 nm kommt es bei ca. 580 mW zu einer sprunghaften Änderung der Emissionswellenlänge auf 1080 nm. Dieser Sprung wird verursacht durch die starke Rotverschiebung der optischen Verstärkung durch die steigende Temperatur des Chips. Dadurch wird die optische Verstärkung aus dem Transmissionsfenster des BIFI's geschoben, daher reicht die Verstärkung für diese Emissionswellenlänge nicht mehr für einen Laserbetrieb ausreicht. Gleichzeitig wird die Verstärkung in langwelligen Nebenmaxima der Transmission des BIFI's größer, wodurch ein Laserbetrieb bei dieser längeren Emissionswellenlänge möglich wird.

Es ist durch spezielle Filter auch möglich, gleichzeitige Laseremission bei zwei Wellenlängen zu erhalten, wie von Fan et al. [20] und Leinonen et al. gezeigt wurde [21]. Die Verstimmung bzw. Stabilisierung der Emissionswellenlänge ist eine Eigenschaft des VECSELs, die den Laser auszeichnet und oft verwendet wird, [41, 38, 51, 7].

3.6.2 Spektrale Breite der Laseremission

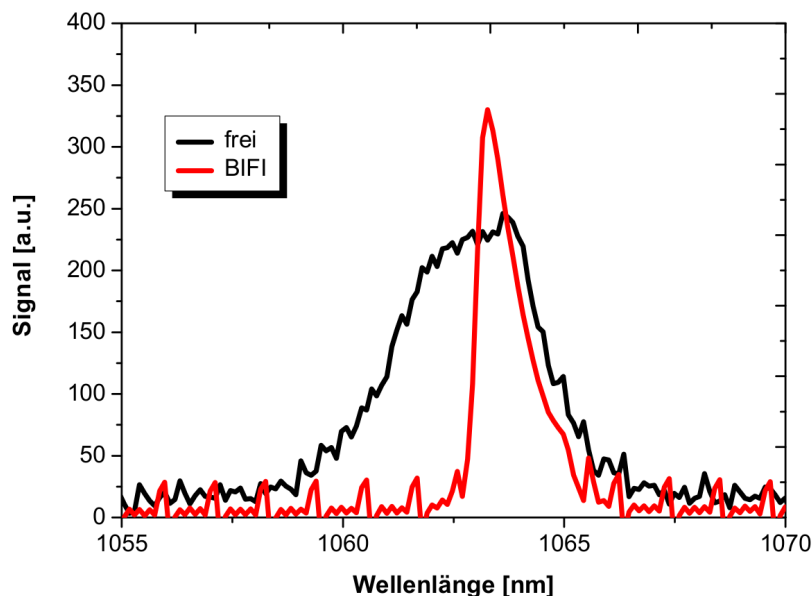


Bild 3.15: Emission des VECSELs, stabilisiert (rot) und unstabilisiert (schwarz), bei einer Pumpleistung von 1.5 Watt.

Die Spektren eines mit einem BIFI auf 1063 nm stabilisierten VECSELs sind in Graph 3.16 über der Pumpleistung aufgetragen. Die stabilisierende Wirkung ist im Bild gut erkennbar, das Spektrum verläuft nahezu parallel zur x-Achse bzw. zur Pumpleistung. Nur am Anfang gibt es einen Sprung von 1062.7 nm auf 1063.1 nm. Dieser Sprung wird dadurch ermöglicht, dass der Laser sich innerhalb der spektralen Breite des Transmissionspeaks, welches das BIFI besitzt, verschieben kann. Die Schwankungen in der Leistung, die im Bild angedeutet werden, gehen auf Fehler im verwendeten Spektrometer zurück.

Besonders groß ist der Kontrast zum unstabilisierten Spektrum in Bild 3.15. Durch den Einsatz eines BIFI reduziert sich ebenfalls die spektrale Breite des Lasers, bei einer Pumpleistung von 1.5 W beträgt die spektrale Breite der mit einem BIFI stabilisierten Emission etwas unter 1 nm, während sie unstabilisiert bei ca. 3 nm liegt.

Im Hinblick auf die Frequenzverdopplung durch einen nichtlinearen Kristall ist diese reduzierte Breite von Vorteil, da dadurch die Umwandlung effizienter wird, da sich die Ausgangleistung in einem kleineren Spektralbereich konzentriert.

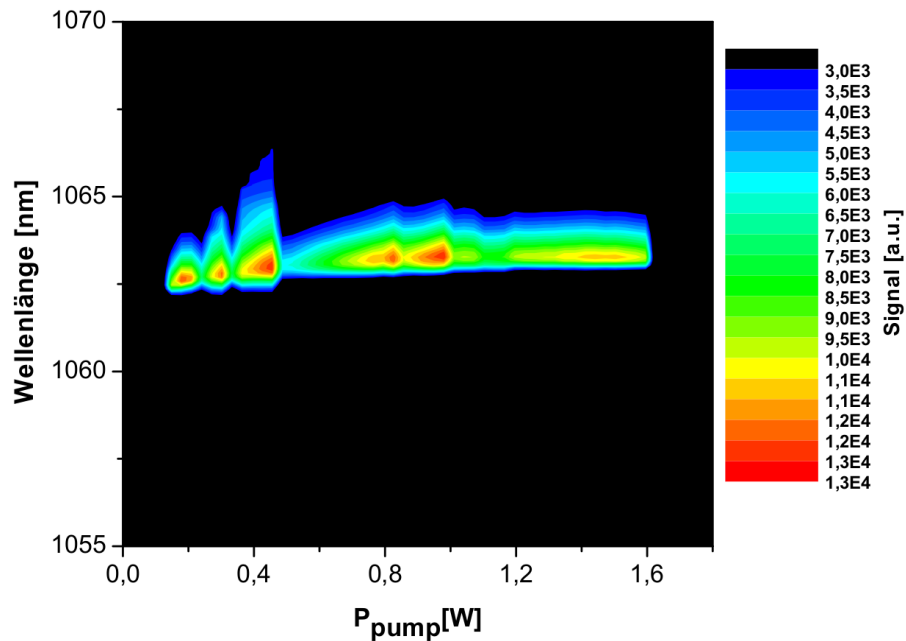


Bild 3.16: Falschfarbenspektren der Emission eines mit einem BIFI auf 1063 nm stabilisierten VECSELs .

3.7 Baseline-Methode zur Bestimmung der Laserschwelle

Eine interessante Eigenschaft des VECSELs ist seine große Einschaltverzögerung von ca. 700 ns. Der Grund für diese Verzögerung ist einmal, dass nicht der VECSEL angesteuert wird, sondern der Pumplaser, was eine Verzögerung von mehreren Dutzend Nanosekunden bedeutet. Dazu kommt die eigentliche Verzögerung des VECSELs, die durch den Aufbau der stehenden Welle im Resonator bestimmt wird.

Die Verzögerung ist maximal, wenn der VECSEL von ungepumpt auf Laserbetrieb geschaltet wird. Die Verzögerung wird kleiner, wenn er von teilgepumpt (unterhalb der Laserschwelle) in den Laserbetrieb geschaltet wird. Damit ergibt sich eine Möglichkeit, die Laserschwelle relativ genau über die Einschaltverzögerung des VECSELs zu bestimmen. Dazu wird der Pumplaser moduliert, und der Puls wird so gewählt, dass der VECSEL für diesen Wert zuverlässig in den Laserbetrieb geht. Um das Einschaltverhalten des VECSELs zu bestimmen, wurde eine Silizium-Fotodiode verwendet, deren Signal mithilfe eines Oszilloskops analysiert wurde. Der Puls hat eine Länge von 7.5 ms und wird mit einer Rate von 20 kHz wiederholt. Der Pumplaser wird zwischen den Pulsen nicht abgeschaltet, sondern auf die Baseline re-

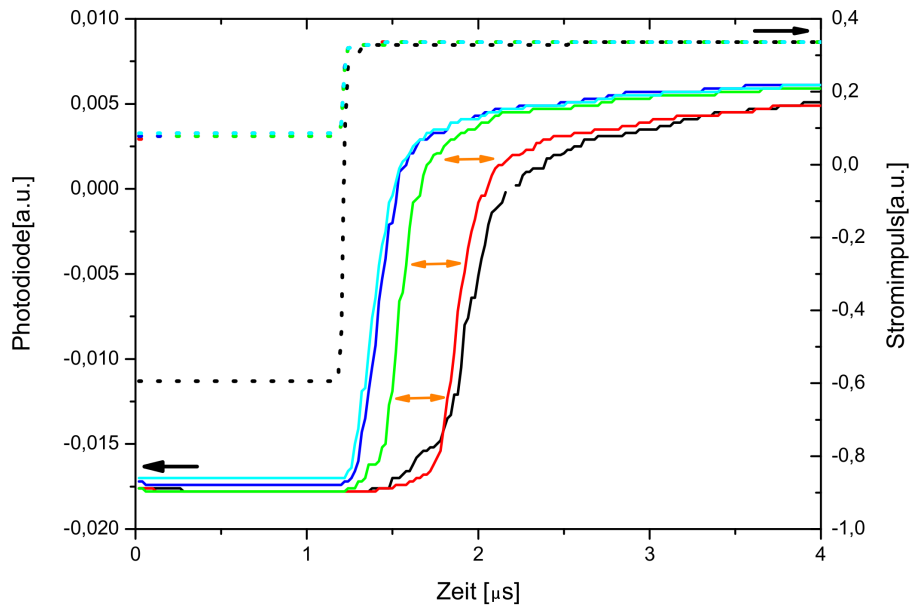


Bild 3.17: Signal der Photodiode für verschieden hohe Baselines. Durch die verschiedenen Baselines wird die Einschaltverzögerung des VECSELS manipuliert. Dadurch lässt sich die Laserschwelle sehr genau bestimmen. Die Farben entsprechen verschiedenen Baselines, d.h. für die Pumpleistungen: schwarz $P_{pump} = 0$ mW, rot 66 mW, grün 68 mW (Laserschwelle), blau 72 mW und cyanfarben 76 mW. Die gestrichelten Linien sind die Stromimpulse für Schwarz und Grün.

duziert. Dabei kann die Baseline auf einen Wert oberhalb der Laserschwelle eingestellt oder auch ganz abgeschaltet werden. Die Einschaltverzögerung des VECSELS wird von der Höhe der Baseline mitbestimmt. Liegt die Baseline oberhalb der Laserschwelle, tritt nur eine kleine Verzögerung auf. Liegt die Baseline unterhalb der Laserschwelle, benötigt der VECSEL einige Hundert Nanosekunden, um eine stehende Welle auszubilden.

Der verwendete Resonatorspiegel hat in diesem Beispiel eine Transmission von 0.3% und einen Krümmungsradius von 50 mm, die Länge des Resonators beträgt ca. 46 mm. Damit ist genug Platz für optische Elemente vorhanden. Das Signal der Fotodiode für verschieden hohe Baselines wird in Graph 3.17 gezeigt. Die schwarze Kennlinie entspricht dem Signal, wenn die Baseline ausgeschaltet ist ($P_{base} = 0$ mW) und der Pumplaser ausschließlich gepulst wird. Bei der roten Kennlinie ist die Leistung der Baseline mit 66 mW knapp unterhalb der Laserschwelle, und bei der grünen Kennlinie hat die Baseline die Laserschwelle mit 68 mW erreicht. Aus dem Bild ist abzulesen, dass ohne die Baseline und knapp unterhalb der Laserschwelle jeweils eine Verzögerung von ca. 700 ns auftritt. Die blaue und cyanfarbene Kennlinie entsprechen Pump-

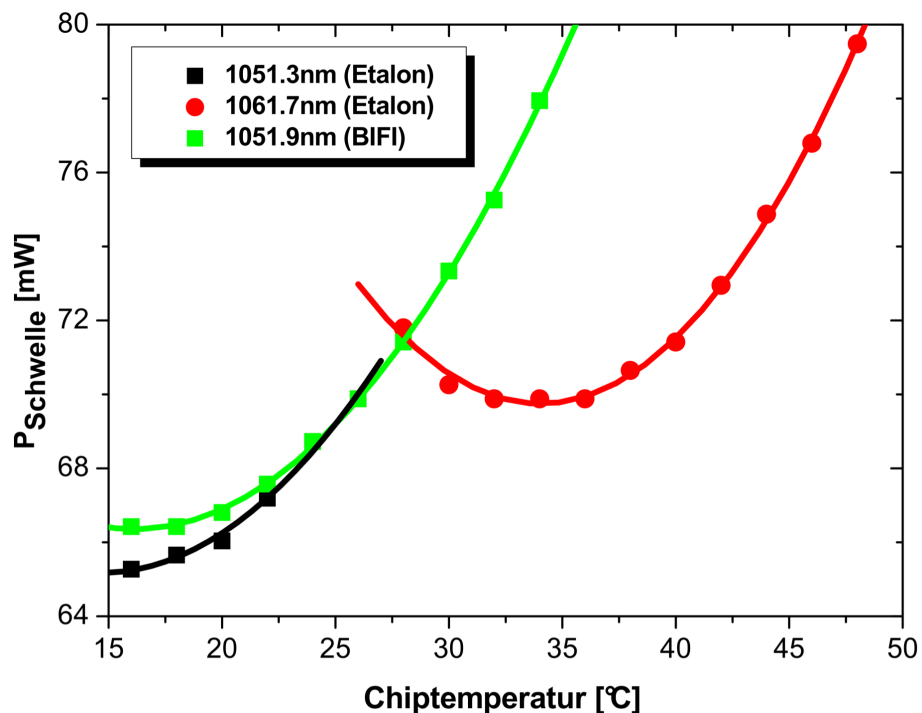


Bild 3.18: Laserschwelle des VECSELs über die Chiptemperatur für einen Spiegel mit einer Transmission von 0.3%. Die Wellenlänge ist mit einem BIFI (grüne Kurve) und einem Etalon (schwarze/rote Kurve) stabilisiert. Die Wellenlänge springt mit dem Etalon bei 27°C von 1051.3 nm auf 1061.7 nm.

leistungen oberhalb der Laserschwelle von mit 72 mW und 76 mW und einer Verzögerung von ca. 250 ns.

Dabei wurde die Laserschwelle so definiert, dass sich bei ihr die Einschaltverzögerung sprunghaft ändert. Sowohl für Baselines, die unterhalb, als auch für solche, die oberhalb der Laserschwelle liegen, verändert sich die Verzögerung nur sehr wenig. Die Verzögerung sinkt langsam bei einer Erhöhung der Baseline, jedoch sinkt die Verzögerung für den Schwellenwert sprunghaft ab. In diesem Beispiel sinkt die Verzögerung um ca. 350 ns (grüne Kurve), was einer Halbierung der Verzögerung entspricht.

Im ersten Beispiel wird der Unterschied zwischen einem Etalon und einem BIFI betrachtet. In Graph 3.18 ist die Laserschwelle für ein Etalon (schwarze/rote Kurve) und für ein BIFI (grüne Kurve) über der Chiptemperatur aufgetragen. Beim Etalon wird die Wellenlänge auf 1051.3 nm und für das BIFI auf 1051.9 nm eingestellt. Die Laserschwelle zeigt sowohl für die verschiedenen Elemente als auch für die verschiedenen Wellenlängen jeweils eine sehr ähnliche Abhängigkeit von der Chiptemperatur. Die Messwerte lassen

sich sehr gut durch ein Polynom 4. Grades anfitzen.

Die Laserschwelle ist für das BIFI aufgrund der höheren Verluste des BIFIs etwas höher. Die Wellenlänge ist beim Etalon nicht konstant, sondern springt bei einer Temperatur von 27°C von 1051.3 nm auf 1061.7 nm. Bei dieser Temperatur ist die Laserschwelle von 1051.3 nm auf 1061.7 nm identisch und hat ein starkes lokales Maximum. Im Spektrum zeigen sich bei dieser Temperatur zwei Emissionspeaks.

Die Wellenlänge ist bei der Verwendung des BIFIs über die Chiptemperatur hinweg konstant, d.h., es kommt zu keinen Sprüngen oder lokalen Extremwerten in der Laserschwelle, da das BIFI keine Periodizität aufweist. Damit ist das BIFI die erste Wahl für einen zuverlässigen stabilisierten Laserbetrieb.

Das nächste Bild 3.19 zeigt die Abhängigkeit der Laserschwelle von der Chip-

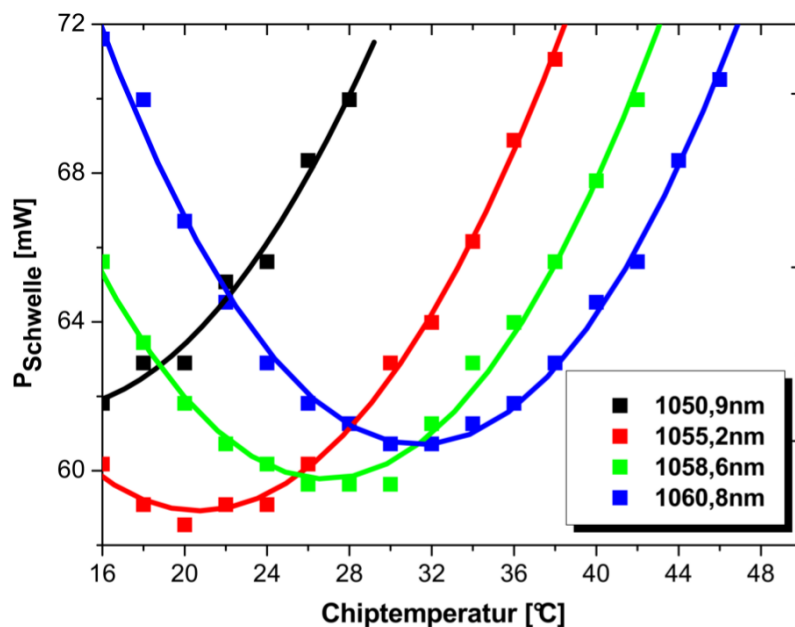


Bild 3.19: Laserschwelle des VECSELs über die Chiptemperatur für einen Spiegel mit einer Transmission von 0.3%. Der VECSEL ist mit einem BIFI auf die verschiedenen Wellenlängen stabilisiert.

temperatur für verschiedene Wellenlängen (1050.9 nm, 1055.2 nm, 1058.6 nm und 1060.8 nm) unter der Verwendung eines BIFIs. Die niedrigste Laserschwelle wird für 1055.2 nm bei 20°C mit ca. 58 mW erreicht. Jede der eingestellten Wellenlängen besitzt ein eigenes eindeutiges Minimum, wobei die einzelnen Minima selbst wieder eine ähnliche Abhängigkeit von der Temperatur zeigen.

Die Laserschwelle wird von dem Maximum der Kombination aus optischen Verstärkung und Transmissionspeaks des BIFIs bestimmt; beide besitzen

näherungsweise eine gaußförmige Gestalt. Daraus ergibt sich dann der gemessene Verlauf der Laserschwelle. Ähnliche Abhängigkeiten der Laserschwelle von der Temperatur für VCSEL wurden von Chow et al. gemessen [6]. Mithilfe dieser Analyse der Laserschwelle ist es möglich, die Ausgangsleistung eines stabilisierten VECSELS weiter zu optimieren, indem die stabilisierte Wellenlänge so gewählt wird, dass die Laserschwelle bei einer gegebenen Temperatur minimal wird. Durch die Wahl einer langwelligen Stabilisierung kann die Laserschwelle gezielt auf eine bestimmte (hohe) Temperatur abgestimmt werden, was eine stabilere Ausgangsleistung über einen größeren Temperaturbereich bedeutet.

3.8 Pulsbetrieb des VECSELS

Um die Abhängigkeit der Laserschwelle von der Temperatur genauer zu bestimmen, wird der Pumplaser gepulst. Damit wird die Erwärmung des Chips durch das Pumpen praktisch ausgeschaltet und die Laserschwelle hängt nur von der Temperatur der Wärmesenke ab. Als Pulslänge wurde $12.5\mu s$ gewählt, damit der Laser im eingeschwungenen Zustand ist. Die Wiederholungsfrequenz liegt bei $800Hz$, was einem Duty Cycle von 1% entspricht. Wegen der langen Pulse kommt es zu einer leichten Erwärmung des Chips, um ca. 1 bis 2 °.

Als Nebeneffekt des Pulsbetriebes des Lasers und der reduzierten Erwärmung bleibt das thermische Überrollen aus und die maximale Ausgangsleistung steigt an. In Graph 3.20 ist die Ausgangsleistung des VECSELS in Abhängigkeit von der Temperatur der Wärmesenke gezeigt, die von 20°C bis 80°C variiert wird. Der Unterschied zwischen 20°C und 30°C ist zu vernachlässigen. Dies ist ein Zeichen dafür, dass der Chip nicht mehr thermisch limitiert ist. Die Ausgangsleistung und die Laserschwelle des VECSELS ist bis 50°C relativ konstant, da der VECSEL auf diese hohen Temperaturen optimiert ist. Für noch höhere Temperaturen überwiegen die Verluste und die optische Effizienz des

VECSELS sinkt ab. Wegen des fehlenden Überrollens ist die optische Effizienz insbesondere für hohe Pumpleistungen immer noch größer als im CW-Betrieb bei gleicher Temperatur der Wärmesenke.

Die Laserschwelle über die Chiptemperatur im Pulsbetrieb ist in Graph 3.21 dargestellt. Um den Anstieg der Laserschwelle mit der Temperatur genauer zu quantifizieren, wird auf eine empirische Abhängigkeit für Kantenemitter zurückgegriffen, siehe Formel 3.10 aus [28] und [61], mit den Parametern P_0

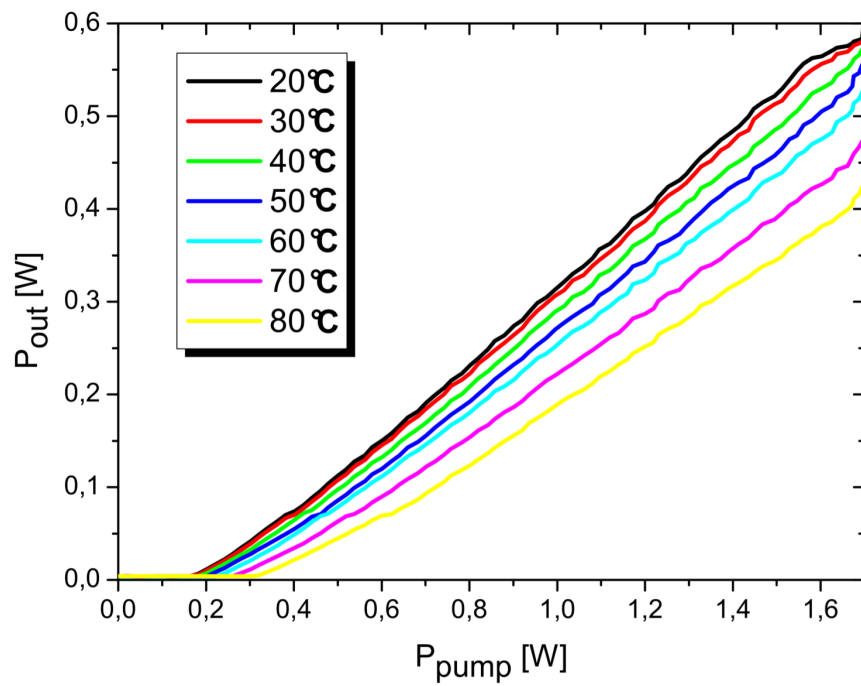


Bild 3.20: Ausgangsleistung im Pulsbetrieb für verschiedene Temperaturen.

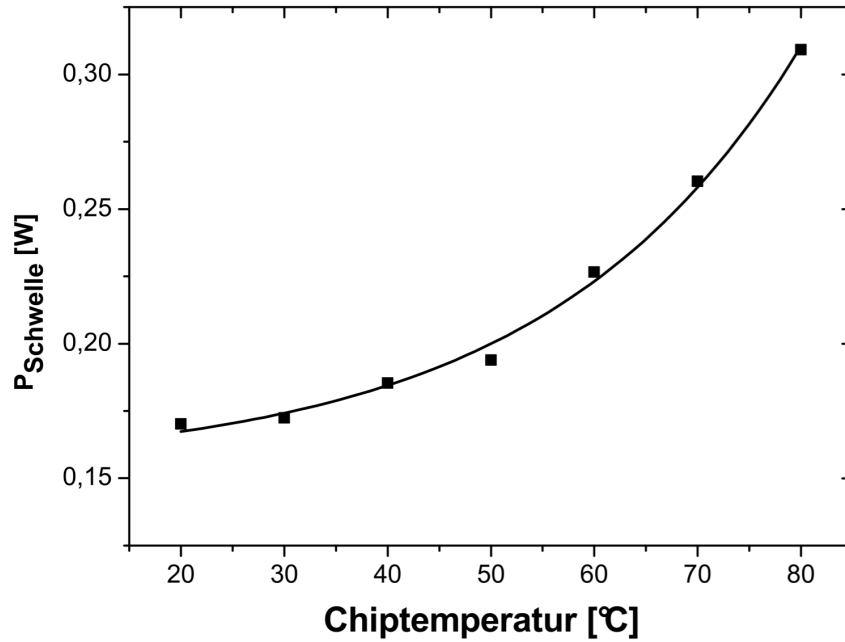


Bild 3.21: Temperaturabhängigkeit der Laserschwelle im Pulsbetrieb.

und T_0 .

$$P_{th} = P_0 \cdot \exp(T/T_0) \quad (3.10)$$

Die Werte aus dem Graphen wurden an die Formel angefitet, und es ergibt sich ein Wert von $T_0 = 90K$. Die Interpretation des Wertes wird erschwert, da das Temperaturverhalten nicht nur von den Materialparametern abhängt, sondern auch stark vom Detuning des Chips bzw. vom optimalen Temperaturbereich (siehe Kapitel 1.5.1). Vergleichswerte für andere Chipvarianten befinden sich im folgenden Kapitel.

3.9 Variation der Pumpspotgröße

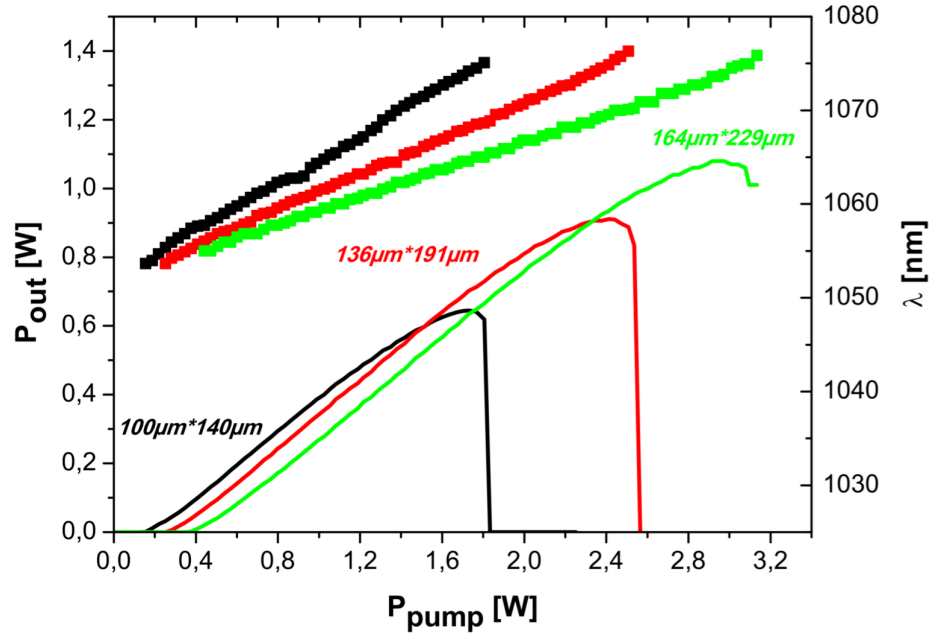


Bild 3.22: Leistung und Emissionswellenlänge des VECSELs bei 20°C für drei verschiedene Durchmesser des Pumpspots, für den Standarddurchmesser $100\mu m \cdot 140\mu m$ (schwarz) sowie für $140\mu m \cdot 190\mu m$ (rot) und $160\mu m \cdot 230\mu m$ (grün).

Der verwendete Pumplaser ist ein 808-nm-Diodenlaser, der in eine Multimodelfaser mit einem Durchmesser von $100\mu m$ eingekoppelt wird. Der Laserstrahl des Pumplasers wird mithilfe einer Optik, die aus einer Kollimationsoptik und einer Mikrofokussierlinse besteht, auf den Chip abgebildet, da der Pumplaser mit einem Winkel von 45° auf den Chip trifft, ist der Pumpspot elliptisch verzerrt. Mit der Standardoptik kann ein Spot von $100\mu m \cdot 140\mu m$

erzielt werden. Durch Austauschen der Mikrofokussierlinse kann der Spotdurchmesser verändert werden. Mit einer 1:1.36-Optik wird ein Spot mit 86% mehr Fläche und den Maßen $136\mu m \cdot 191\mu m$ realisiert. Als dritte Optik stand eine 1:1.6-Optik zur Verfügung, die einen Spot mit den Maßen $164\mu m \cdot 229\mu m$ erzeugt, was einer Vergrößerung der Fläche um 160% gegenüber dem Standardspot entspricht.

Eine Vergrößerung der Fläche des Pumpspots führt zu einer verringerten Pumpdichte und damit auch zu einer niedrigeren Betriebstemperatur, da die größere Fläche auch den Abtransport der Wärme erleichtert. Für den R_{TH} kann in erster Näherung angenommen werden, dass er umgekehrt proportional zur Fläche ist. Damit sinkt der R_{TH} von ungefähr 90 KW^{-1} auf ca. 50 KW^{-1} bzw. ca. 35 KW^{-1} ab. Alternativ zu diesem Ansatz kann auch ein Resonator mit zwei gepumpten Chips aufgebaut werden (siehe dazu die Arbeit von Fan et al. [15]). Dies entspricht effektiv ebenfalls einer Vergrößerung der Pumpfläche, jedoch bei einem deutlich höheren Material- und Justage-Aufwand.

Die Skalierung der Ausgangsleistung des VECSELs ist in Graph 3.22 angegeben. Durch den größeren Pumpspot kann die Ausgangsleistung auf über 900 mW gesteigert werden. Die Laserschwelle steigt dabei linear mit der Fläche von ca. 125 mW auf ca. 280 mW an. Die Effizienz des VECSELs ist dabei nahezu konstant, insbesondere die differentielle Effizienz des VECSELs ist beinahe unabhängig von der Pumpspotgröße. Nur für den großen Pumpspot ist sie etwas niedriger, da bei einem großen Spot Punktdefekte auf der Oberfläche (wie z.B. Staub) oder im Chip selbst einen immer größeren Einfluss auf die Ausgangsleistung haben. Die Größe des Pumpspots ist auf den Durchmesser des VECSELs von $500\mu m$ limitiert.

Die Skalierbarkeit des Pumpspots ermöglicht es, die Ausgangsleistung des VECSELs im Hinblick auf verschiedene Anforderungen zu optimieren, ohne dabei Effizienz einzubüßen (siehe auch S. Lutgen et al. [62, 18]). Wenn eine möglichst hohe Effizienz bzw. kleine Laserschwelle gefordert ist, kann der Pumpspot verkleinert werden. Liegt der Fokus auf einer hohen Ausgangsleistung, kann dies durch eine Vergrößerung des Spotdurchmessers erreicht werden. Damit kann mit dem gleichen Chip und Spiegel ein sehr großer Leistungsbereich zuverlässig abgedeckt werden.

Kapitel 4

Designvarianten des VECSELs

I have called this principle, by which each slight variation, if useful, is preserved, by the term of Natural Selection..... Charles Darwin

Verschiedene Varianten des VECSELs wurden in dieser Arbeit analysiert: solche, in denen die Schichtfolge im Chip geändert wurde, als auch Varianten, bei denen die Chiptechnologie, d.h. die Prozessierung, modifiziert wurde. Ziel dieser Variationen ist es, neben der optischen Effizienz auch den Einfluss der Temperatur auf die Ausgangsleistung zu optimieren. Diese verschiedenen Variationen ermöglichen ein tieferes Verständnis der inneren Abläufe und Abhängigkeiten des VECSELs.

4.1 Variante mit zwei zusätzlichen QWs

Viele Parameter des VECSELs, wie die Laserschwelle und die Resonatortransmission (und damit die differentielle Effizienz), hängen direkt von der Anzahl der QWs im Chip ab. Auch die RPG-Struktur wird von der Anzahl der QWs beeinflusst (siehe dazu die Arbeiten von He et al. [32] und von Raja et al. [35]).

Bei einer höheren Anzahl von QWs (verglichen mit dem Standardchip) wird eine höhere Pumpleistung benötigt, um eine Zustandsinversion zu erzielen, womit die Laserschwelle des VECSELS ansteigt. Durch die höhere Anzahl an QWs bzw. der Zustände kann auch die optische Verstärkung ansteigen.

Um diese Effekte zu studieren, wurde eine Variante des VECSELS mit zwei zusätzlichen QWs erstellt. Durch die absolut höhere optische Verstärkung ist zu erwarten, dass der VECSEL sich auch bei höheren Temperaturen noch im Lasermodus befindet und bei einer gegebenen Spiegeltransmission einen höheren Überrollpunkt besitzt. Dies könnte die maximale Ausgangsleistung insbesondere bei größeren Spiegeltransmissionen erhöhen.

Im Graph 4.1 ist die Ausgangsleistung und die Emissionswellenlänge bei 20°C in Abhängigkeit von der Pumpleistung im direkten Vergleich zum Standard-VECSEL aufgetragen. Für die Messungen wurde der Standardspiegel mit einer Transmission von 1.2% und einem Krümmungsradius von 25 mm benutzt, die Länge des Resonators beträgt 23 mm. Der Unterschied zwischen den beiden

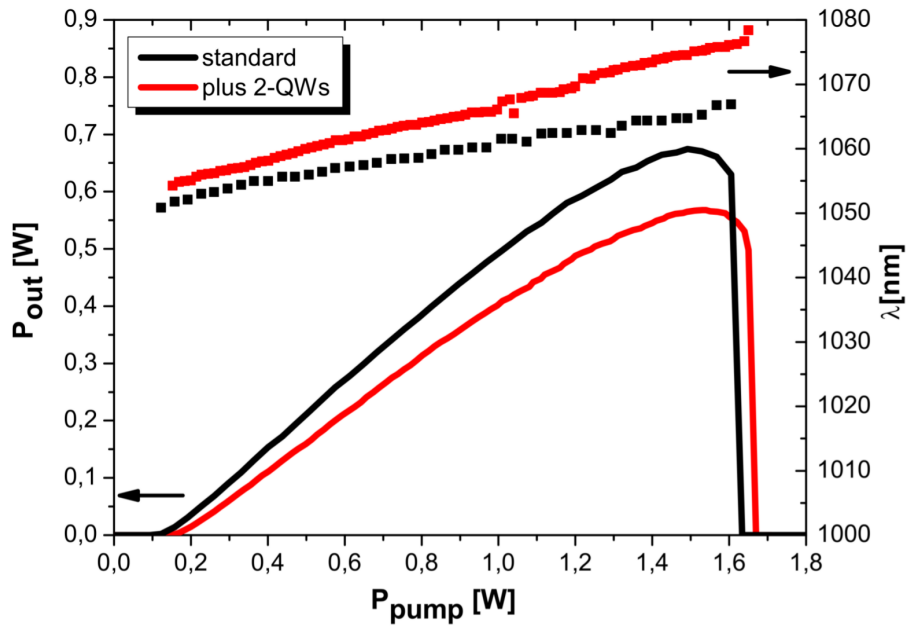


Bild 4.1: Vergleich der Ausgangsleistung (Linie) und Emissionswellenlänge (Punkte) der beiden VECSEL-Varianten bei 20°C.

Varianten ist deutlich zu erkennen, wobei das Design mit den zusätzlichen QWs in fast allen Parametern schlechter abschneidet. Die differentielle Effizienz η_{diff} liegt mit ca. 49% knapp unterhalb des Wertes von 51% für den Standardchip. Die Laserschwelle ist mit 165 mW deutlich höher als die 125 mW der Standardvariante. Damit skaliert die Laserschwelle sehr gut mit der An-

zahl der Quantum Wells, und zwar mit ca. 20 mW pro Quantum Well. Durch die höhere Laserschwelle ist die optische Effizienz mit ca. 33% auch deutlich niedriger als die 40% des Standard-VECSELS. Die höchste Ausgangsleistung beträgt ca. 570 mW bei einer Pumpleistung von 1.6 Watt und ist damit etwas niedriger als die Leistung des Standarddesigns.

Einzig das thermische Überrollen setzt etwa 100 mW später ein und ist damit etwas besser. Damit ist auch bei höheren Betriebstemperaturen bzw. Verlustleistungen die optische Verstärkung überhalb des Schwellwertes (bestimmt durch die Spiegeltransmission) als beim Standard-VECSEL und ein Laserbetrieb ist möglich.

Die Emissionswellenlänge beträgt an der Schwelle des Lasers ca. 1054 nm und steigt auf 1075 nm an, wenn die maximale Ausgangsleistung erreicht wird. Der Wellenlängendrift ist mit 21 nm über die Leistung hinweg deutlich größer als die 14 nm des Standarddesigns. Die starke Drift in der Emissionswellenlänge ist ein Hinweis darauf, dass die optische Verstärkung spektral breiter geworden ist, aber auch, dass der Chip eine starke Verstimmung besitzt. Die Verstimmung reduziert die optische Effizienz η_{opt} durch schlechter positionierte QWs in der stehenden Laserwelle.

4.1.1 Temperaturabhängigkeit mit den zusätzlichen QWs

Durch die Erhöhung der Chiptemperatur sinkt die Ausgangsleistung des Lasers bei 40°C auf 360 mW und bei 60°C auf 150 mW ab (siehe Graph 4.2). Die Laserschwelle bleibt für 40°C mit 156 mW relativ unverändert, steigt aber für 60°C auf 200 mW an. Die differentielle Effizienz sinkt von 40% auf 31%. An der Laserschwelle steigt die Wellenlänge mit der Temperatur von 1054 nm bei 20°C über 1063 nm auf 1071 nm für 60°C an. Die längste Wellenlänge wird bei 60°C und einer Pumpleistung von 800 mW mit 1081 nm erreicht.

Im Vergleich zum Standarddesign ist die Reduktion der optischen Effizienz bei steigender Temperatur stärker ausgeprägt. Bei 20°C ist die Ausgangsleistung der beiden Varianten noch ähnlich, bei 60°C ist sie jedoch für diese Variante mit nur ca. 135 mW deutlich schlechter als die knapp 290 mW des Standarddesigns. Dies liegt auch an dem früher einsetzenden thermischen Überrollen bei 60°C für den VECSEL mit den zusätzlichen QWs. Auch die differentielle Effizienz η_{diff} ist für 60°C mit 32% im Vergleich zu den 45% beim Standarddesign deutlich niedriger. Zu dieser stärkeren Reduktion in der Ausgangsleistung kommt noch der Nachteil hinzu, dass dieses Design bei einer längeren Wellenlänge emittiert. Bei 60°C werden maximal 25% der Pumpphotonen umgewandelt, beim Standarddesign sind es immerhin 43%.

Aus dem Graphen lässt sich die gemittelte Erhöhung der Emissionswellenlänge durch die steigende Chiptemperatur auf ca. 0.35 nmK^{-1} bestimmen. Damit

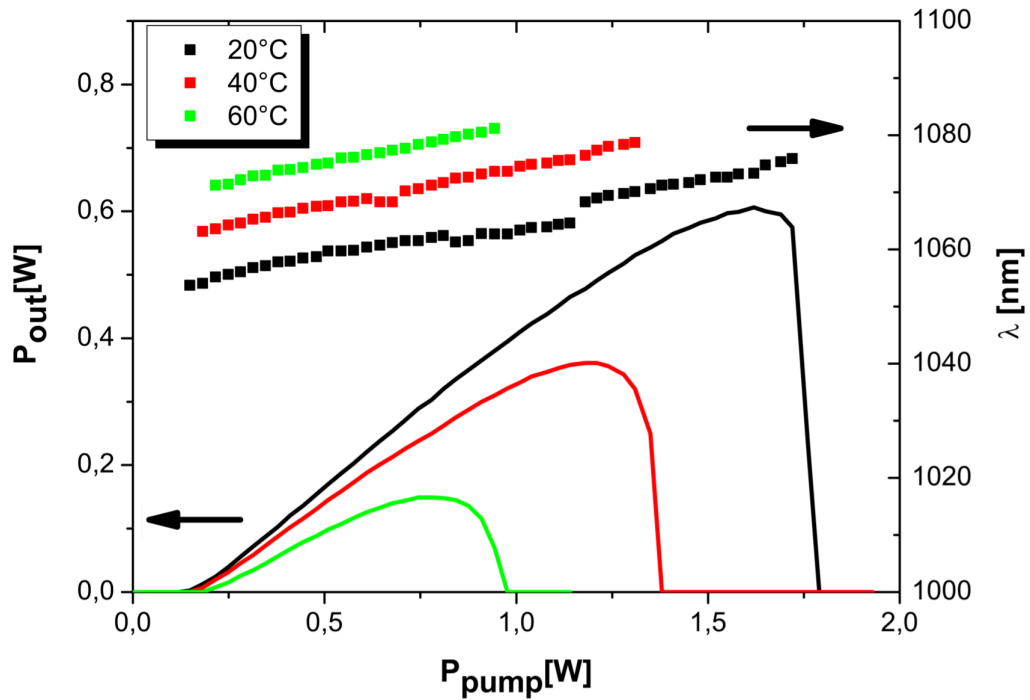


Bild 4.2: Ausgangsleistung (Linie) und Emissionswellenlänge (Punkte) eines VECSELs mit zwei zusätzlichen QWs bei 20°C, 40°C und 60°C.

ist die Verschiebung doppelt so hoch ist wie die 0.17 nmK^{-1} des Standarddesigns. Dieser Wert passt aber sehr gut zur Verschiebung von 0.3 nmK^{-1} , die der Erwärmung der InGaAs Quantum Wells zugeschrieben wird. Das Verhalten des Chips wird also deutlich stärker von den QWs bestimmt als bei der Standardvariante bzw. die RPG-Resonanz beeinflusst die Eigenschaften des VECSELs weniger als beim Standardchip. Dies kann so interpretiert werden, dass der Chip sehr ungünstig verstimmt ist. Diese Verstimmung steigt mit der Temperatur weiter an und ist der Grund für die schlechtere Ausgangsleistung. Damit wird auch die mögliche temperaturstabilisierende Wirkung der zusätzlichen QWs überdeckt, die so nicht in Erscheinung treten kann.

Aus den Graphen kann abgelesen werden dass sich die Wellenlänge mit ca. 20 nm/W über Verlustleistung erhöht. Damit ergibt sich für den VECSEL mit den zusätzlichen QWs ein thermischer Widerstand von 62 KW^{-1} . Durch den starken Einfluss der Verstimmung des Designs auf die Verschiebung der Wellenlänge mit der Temperatur ist ein Vergleich mit dem Standarddesign in dieser Eigenschaft nicht möglich.

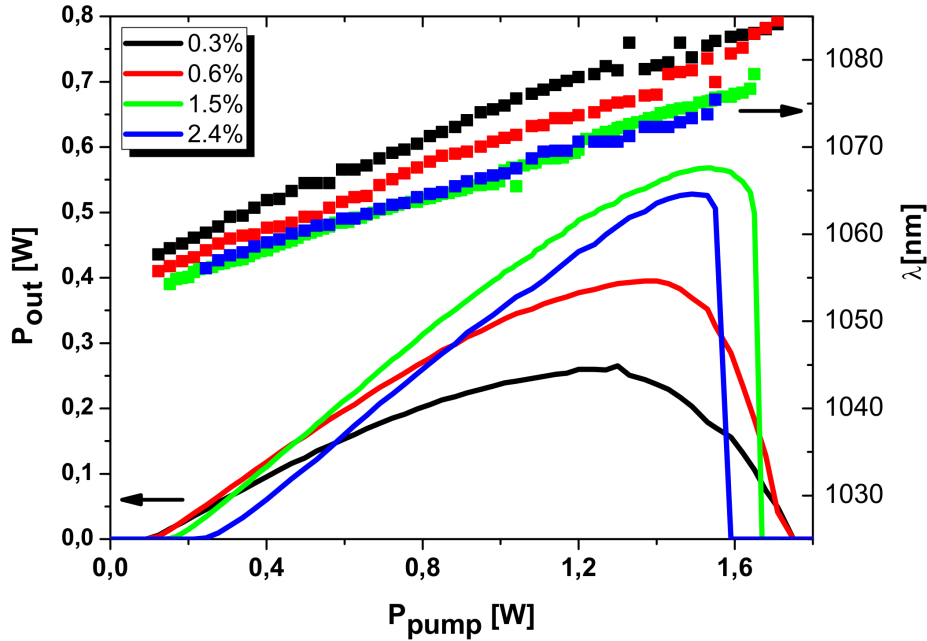


Bild 4.3: Ausgangsleistung (Linien) und Emissionswellenlänge (Punkte) des VECSELs mit zwei zusätzlichen QWs bei 20°C für verschiedene Transmissionen des Resonatorspiegels.

4.1.2 Variation der Transmission des Resonatorspiegels

Dass sich die Leistung bei gleicher Spiegeltransmission, ungeachtet der Verstimmung des Chips, nicht durch die zusätzlichen QWs verbessert, dies entspricht nach den theoretischen Überlegungen von He et al. [32] den Erwartungen. Jedoch sollte nach He et al. die Effizienz des VECSELs bei höheren Transmissionen durch die zusätzlichen QWs besser werden. Die Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der Transmission bei 20°C ist in Graph 4.3 über die Pumpleistung angegeben. Trotz der zusätzlichen Quantum Wells ist es aber nicht möglich, einen Spiegel mit einer Transmission von 4% zu verwenden, was auch an der starken Verstimmung des Chips liegt. Damit ist der Unterschied zu der Spiegelserie des Standard Designs gering (siehe Bild 3.4).

Für alle Spiegel liegt die maximale Ausgangsleistung unter 600 mW, das Maximum der Ausgangsleistung wird mit einer Transmission von 1.5% erreicht. Die Laserschwelle reduziert sich mit kleineren Transmissionen auf Kosten von η_{diff} und der Ausgangsleistung des Lasers. Bei einer Transmission von 0.3% liegt die Laserschwelle bei ca. 120 mW.

Die Emissionswellenlänge wird mit zunehmender Transmission des Spiegels kurzwelliger, genauer gesagt fällt die Emissionswellenlänge für eine Pumpleis-

tung von 500 mW von 1066 nm für 0.3% auf 1060 nm für 2.4%. Der Grund dafür ist, dass die optische Verstärkung im Chip größer werden muss, um die höhere Transmission auszugleichen. Dies ist mit einer höheren Ladungsträgerdichte und damit auch mit einer höheren Laserschwelle in den QWs verbunden. Diese höhere Auffüllung der Zustände in den QWs bedeutet eine Blauverschiebung des Spektrums der Verstärkung. Genauer zum Einfluss der zusätzlichen QWs auf die Verstärkung ist in Kapitel 7.2 zu finden.

Die Ausgangsleistung bei einer Transmission von 2.4% verdient eine gesonderte Betrachtung. Obwohl niedriger als bei 1.2%, ist die optische Effizienz doch höher als beim Standard-VECSEL mit 2.4% Transmission, was durch ein späteres Überrollen und ein tendenziell höheres η_{diff} begründet wird. Im Gegensatz zum Standardchip, der bei 2.4% an seine Leistungsgrenzen stößt, sind die Grenzen durch die zusätzlichen Quantum Wells für dieses Design erweitert worden.

4.1.3 VECSEL im Pulsbetrieb

Im Pulsbetrieb lässt sich die maximale Ausgangsleistung des Lasers steigern. Zudem ist es möglich, einen Spiegel mit einer Transmission von 4% zu verwenden, was im CW-Betrieb nicht möglich war. Auch ist jetzt die Temperaturabhängigkeit des Lasers einfacher zu analysieren. In Bild 4.4 ist sowohl die differentielle Effizienz als auch die Laserschwelle in Abhängigkeit von der Temperatur dargestellt.

Die differentielle Effizienz η_{diff} ist im Pulsbetrieb mit Werten von über 50% sehr gut, allerdings gilt dies nur für Temperaturen unter 50°C. Es fällt auf, dass die Laserschwelle mit steigender Temperatur erst sinkt und ab 60°C stark ansteigt. Dies war zu erwarten, da der VECSEL durch die Anpassung der RPG mit Blick auf eine hohe Temperatur optimiert wurde. Allerdings ist der Rückgang sehr gering und das Minimum findet sich schon bei 40°C.

Die Chiptemperatur an der Laserschwelle ist im CW-Betrieb durch die höhere Verlustleistung ca. 20°C höher als im Pulsbetrieb. Das Minimum von 40°C an der Laserschwelle im Pulsbetrieb entspricht im CW-Betrieb ungefähr 20°C, was deutlich unterhalb der Zieltemperatur von 40°C bis 50°C liegt und eindeutig auf die starke Verstimmung des Chips zurückzuführen ist.

Diese Werte insbesondere von η_{diff} zeigen, dass die optische Effizienz des VECSELS durch die zwei zusätzlichen QWs nicht schlechter sein muss als beim Standarddesign. Bei passender RPG könnte die optische Effizienz sogar besser sein.

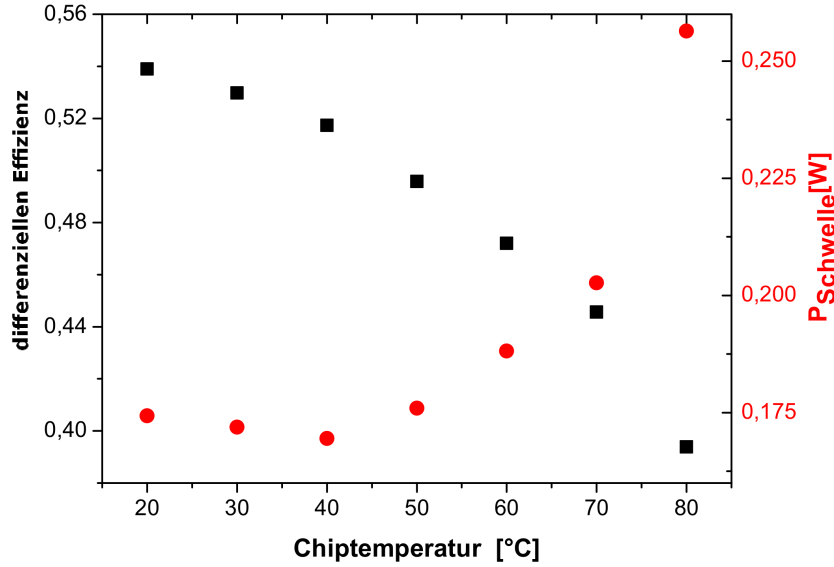


Bild 4.4: Laserschwelle (Punkte) und differentielle Effizienz (Quadrate) η_{diff} des VECSELs mit den zusätzlichen QWs im Pulsbetrieb in Abhängigkeit von der Chiptemperatur für eine Spiegeltransmission von 1.5%.

4.2 Chip mit einer 20%-Antireflexbeschichtung

Um die optische Verstärkung des Lasers zu verbessern, gibt es neben der Möglichkeit die Anzahl der QWs zu erhöhen, auch die Möglichkeit die Chipresonanz zu verstärken d.h. die RPG zu optimieren. Dies lässt sich durch eine Veränderung der Antireflexbeschichtung (für die Emissionswellenlänge) erreichen. Die Beschichtung ist sowohl auf die Pumpwellenlänge als auch auf die Emissionswellenlänge des VECSELs abgestimmt. Dies verbessert die Absorption des Pumplichtes bzw. dessen Einkopplung in den Chip.

Der Einfluss der geänderten Antireflexbeschichtung wurde numerisch von J. Harder et al. [63] studiert. Abweichend von der Standardbeschichtung ist es leicht möglich, die Reflektivität der Beschichtung für die Emissionswellenlänge zu erhöhen, ohne die Reflektivität für das Pumplicht zu verschlechtern. Die Standard AR-Schicht hat eine Reflektivität von 3% für die Emissionswellenlänge. Als Vergleich wurde ein Wafer aus dem gleichen Epitaxielauf mit einer Antireflexbeschichtung beschichtet, die eine Reflektivität von ca. 20% besitzt. Dadurch steigt im Halbleiterchip die Anzahl der Laserphotonen stark an. Damit wird die Wechselwirkung der stehenden Laserwelle mit der RPG verstärkt, da die Änderung der Photonenflussdichte, d.h. die optische

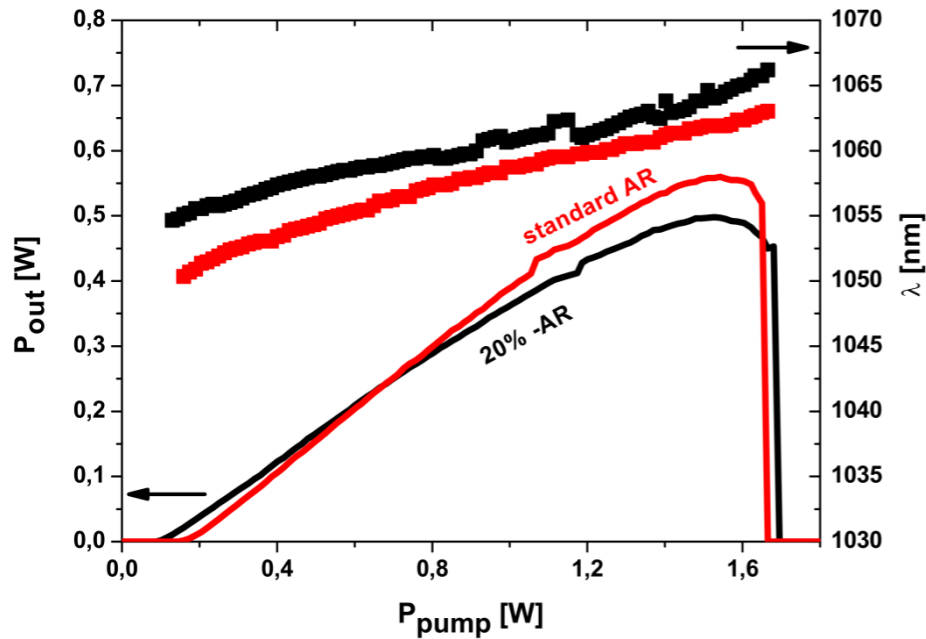


Bild 4.5: Vergleich der Ausgangsleistung (Linie) und Emissionswellenlänge (Punkte) des VECSELs mit Standardbeschichtung (rot) und 20%-Beschichtung (schwarz) bei 20°C. Der verwendete Resonatorspiegel hat eine Transmission von 1.5%.

Verstärkung, proportional zur Photonenflussdichte selbst ist, siehe dazu die Formel 1.16 aus den Grundlagen.

Im Fall des Standardchips hat die starke Auskopplung aus dem Halbleiterchip stets die Resonanz geschwächt bzw. die Ausbildung der Chipmoden unterdrückt und es bilden sich nur die Moden für den ganzen Resonator aus. Bei dem Chip mit der 20%-Beschichtung bildet sich im Halbleiterchip eigenen Moden heraus, die spektral schmaler sind und so die Resonanz erhöht, siehe dazu Kühn et al. [64]. Die stärkere Resonanz reduziert auch die spektrale Breite und erhöht die optische Verstärkung. Damit wird es einfacher, die Wellenlänge zu stabilisieren, da es zu einer Vorstabilisierung kommt und damit Wellenlängensprünge beim Etalon unwahrscheinlicher werden. Ein direkter Vergleich der unterschiedlichen Beschichtungen für 20°C und eine Transmission von 1.5% ist in Bild 4.5 gezeigt. Es fällt auf, dass die Laserschwelle für die verbesserte Beschichtung mit 125 mW zu 175 mW deutlich niedriger ist. Allerdings ist auch die differentielle Effizienz des Lasers mit der erhöhten Reflektivität merklich reduziert und erreicht nur ca. 43% statt 48%. Daher ist auch die maximale Ausgangsleistung mit 500 mW um ca 60 mW niedriger als beim Standardchip. Die Ausgangsleistung bzw. die Effizienz ist

für kleine Pumpleistungen unter 600 mW für die verstärkte Beschichtung besser als oder zumindest gleich wie die Leistung für den Chip mit der Standardbeschichtung.

Ein wichtiger Vorteil der verbesserten Antireflexbeschichtung ist die geringere Drift der Emissionswellenlänge über die Pumpleistung. Für die verbesserte AR-Beschichtung wird die Wellenlänge über die Kennlinien hinweg um ca. 11 nm langwelliger, bei der Standardbeschichtung sind es ca. 15 nm. Dies ist ein Beweis für die reduzierte spektrale Breite des VECSELs mit der 20%-Beschichtung.

Der Effekt der niedrigeren differentiellen Effizienz und Laserschwelle lässt sich auch über eine niedrigere effektive Auskopplung der Laserphotonen aus dem Chip erklären. Die 20%-Antireflexbeschichtung wirkt wie ein weiterer Spiegel und teilt den Resonator auf. Bei der gleichen Ausgangsleistung und der gleichen Spiegeltransmission, in diesem Beispiel 1.5%, befinden sich im Chip mit der 20%-Beschichtung deutlich mehr Laserphotonen als im Chip mit der Standard Beschichtung. Die gleiche Dichte an Laserphotonen in der RPG kann auch im Standardchip erreicht werden aber nur mit einer niedrigeren Spiegeltransmission. In diesem Beispiel beträgt die effektive Transmission aus der RPG ungefähr 0.5%.

4.2.1 Temperaturabhängigkeit

Die Leistung und die Wellenlänge des Lasers ist in Graph 4.6 für 20°C, 40°C und 60°C über der Pumpleistung aufgetragen. Bei einer Erhöhung der Temperatur des Chips bricht die Leistung des VECSELs wie gesehen ein und erreicht bei 60°C nur noch ca. 120 mW. Dies ist einerseits wieder der niedrigen differentiellen Effizienz zuzuschreiben, aber auch dem tendenziell früheren Überrollen des Lasers. Da die Resonanz der RPG durch die 20%-Antireflexbeschichtung stärker ausgeprägt ist d.h. auch die Resonanz spektral schmaler, reagiert der Chip empfindlicher auf eine spektrale Verstimmung, also auf einen spektralen Unterschied zwischen der Emission der Quantum Wells und der Resonanz. Da die Verstimmung mit steigender Temperatur größer wird, fällt die Ausgangsleistung stärker ab als für den Standardchip. Die gemittelte Verschiebung der Emissionswellenlänge mit der Temperatur ist mit 0.14 nmK^{-1} etwas niedriger als der Wert (0.17 nmK^{-1}) für den Chip mit der Standardbeschichtung. Aus der Verschiebung der Wellenlänge über die Temperatur und der Verlustleistung lässt sich der thermische Widerstand für diesen Chip auf 64 KW^{-1} abschätzen.

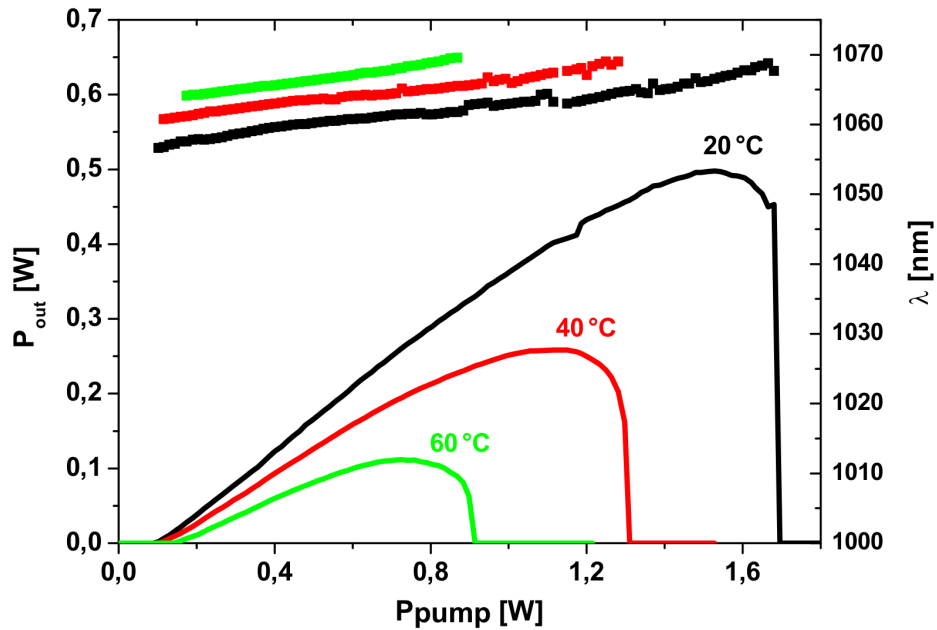


Bild 4.6: Ausgangsleistung (Linie) und Emissionswellenlänge (Punkte) für einen VECSEL mit verstärkter Antireflexbeschichtung für 20°C, 40°C und 60°C bei einer Transmission von 1.5%.

4.2.2 Variation der Transmission des Resonatorspiegels

Im Gegensatz zum Standard-VECSEL und dem Design mit zwei zusätzlichen QWs können wegen dieser Beschichtung auch Spiegel mit Transmissionen von 4% und sogar 6% zu verwenden werden (siehe dazu Graph 4.7). Der Grund dafür ist, dass die Verstärkung für diese Variante durch die stärkere RPG-Resonanz deutlicher erhöht ist. Weiter fällt auf, dass der VECSEL-Chip für niedrige Transmissionen nicht abrupt thermisch überrollt, d.h. die Ausgangsleistung fällt nicht abrupt auf Null ab, sondern reduziert sich langsam mit der weiter ansteigenden Pumpleistung. Der Grund dafür ist, dass die optische Verstärkung auch bei den hohen Chiptemperaturen am Überrollpunkt und darüber hinaus ausreichend hoch ist, um eine Mode bei 0.6% und 0.3% Transmission zu ermöglichen. Aus der Abhängigkeit der differentiellen Effizienz von der Transmission der Spiegel lassen sich die optischen Verluste des VECSELS bestimmen. Für diesen Chip ergibt sich ein T_{loss} von 99.7%. Dieser Wert entspricht dem des Standardchips, da das Design nahezu unverändert ist. Erhöhte Verluste durch die höhere stehende Leistung im Halbleiterchip werden also nicht beobachtet.

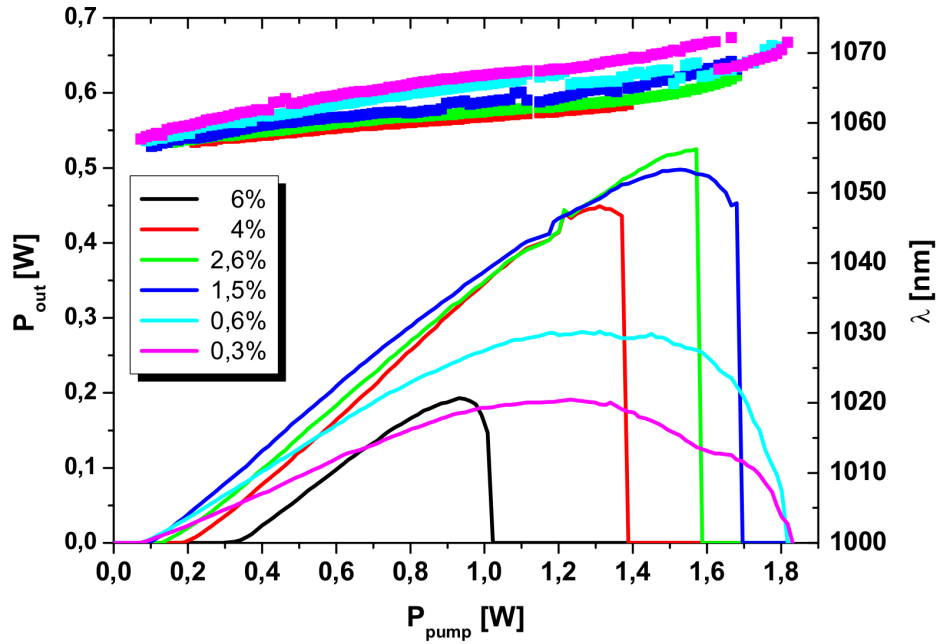


Bild 4.7: Ausgangsleistung (Linie) und Emissionswellenlänge (Punkte) des VECSELs mit der verstärkten Antireflexbeschichtung in Abhängigkeit von der Auskopplung bei 20°C. Die verwendeten Spiegel sind im Bild angegeben, die Resonatorlänge betrug jeweils 23 mm.

4.2.3 Spektrale Breite des Designs

Durch die Verstärkung der RPG-Resonanz sollte es zu einer Reduktion der Spektralbreite kommen, siehe Kühn et al. [64]. Dass der Drift der Emissionswellenlänge für diese Variante niedriger ist, wurde bereits nachgewiesen. Um aber die Breite direkt zu messen, wurde die längste und kürzeste Wellenlänge des VECSELs bestimmt. Dazu wurde ein Intracavity-BIFI verwendet, mit dessen Hilfe die Emissionswellen des Lasers manipuliert wurden. In Graph 4.8 ist die längste und kürzeste mithilfe des BIFIs einstellbare Wellenlänge zusätzliche zu der frei laufenden Emissionswellenlänge des Standardchips (blau) und der 20%-Beschichtung (grün) eingetragen. Die spektrale Breite, der Abstand zwischen der längsten und kürzesten Wellenlänge, wurde so auf 31 nm bestimmt. Dies ist deutlich weniger als die 49 nm für die Standardbeschichtung unter gleichen Bedingungen (siehe auch das Kapitel 3.14). Der verwendete Spiegel hat eine Transmission von 0.3%, daneben muss der Chip noch die Verluste des BIFIs von ca. 0.5% kompensieren. Eine Stabilisierung und die Abstimmung der Emissionswellenlänge auf optische Elemente im Resonator wird damit einfacher.

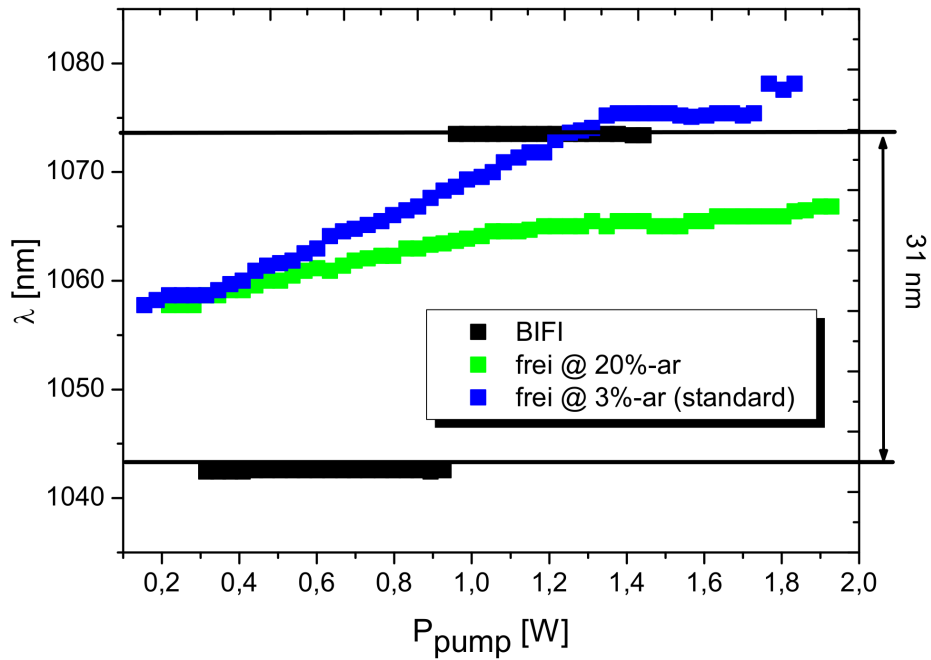


Bild 4.8: Vergleich der Emissionswellenlänge zwischen einem VECSEL mit Standardbeschichtung (blau) und mit 20%-Antireflexbeschichtung (grün). Zusätzlich (schwarz) die längste und kürzeste Wellenlänge für die verstärkte Beschichtung, welche mit einem BIFI einzustellen war. Der verwendete Resonatorspiegel hatte eine Transmission von 0.3% und einen Krümmungsradius von 50 mm.

4.3 Einfluss der GaAsP-Schichten

Durch den Unterschied in den Gitterkonstanten der verschiedenen Halbleitermaterialien (GaAs, InGaAs, AlGaAs) kommt es zu einer kompressiven Verspannung der InGaAs QWs, d.h. die Gitterkonstante der QWs ist zu niedrig. Um diese Verspannung auszugleichen, enthält der Chip GaAsP-Schichten, die eine tensile Verspannung verursachen und damit der kompressiven Verspannung entgegenwirken. Nach dem Vorschlag von Tropper et al. [5] sind diese verspannten Schichten direkt an den QWs positioniert und wirken wie zusätzlichen Barrieren für die Ladungsträger an den QWs. Eine Skizze des Leitungsbandes ist in Bild 4.9 gezeigt. Die Gesamthöhe der Barriere der QWs im Leitungsband erhöht sich um ca. 50 meV. Unklar ist jedoch, wie sich diese Schichten auf die Ausgangsleistung auswirken. Bei der Chipvariante, die in diesem Abschnitt untersucht wird, wurden diese Schichten im Design entfernt, wodurch ein stark verspannter Chip entstanden ist. Die QWs selbst ihre Zusammensetzung und Dicke wurden dabei nicht geändert. Die Leistung und Emissionswellenlänge eines VECSELS mit verspannten

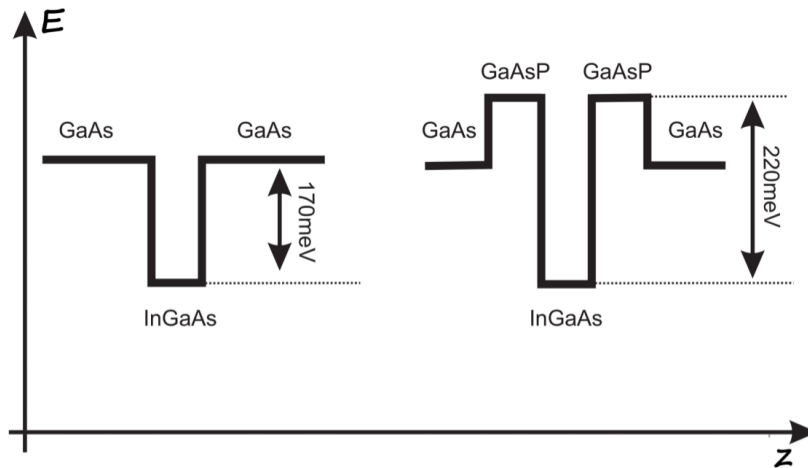


Bild 4.9: Der Unterschied zwischen dem verspannten Design und dem Standardchip sind die fehlenden GaAsP-Schichten. Da diese direkt an den QWs angrenzen, erhöhen sie die Barriere für die Elektronen im Leitungsband von ca. 170 meV auf 220 meV.

QWs im Vergleich zum Standardchip ist im Graph 4.10 gezeigt. Der verspannte Laser hat dabei eine schlechtere differentielle Effizienz mit knapp 46%. Auch das thermische Überrollen tritt etwa 100 mW früher auf, bei ca. 1.4 Watt. Daher ist die Ausgangsleistung des verspannten Lasers mit 480 mW deutlich schlechter. Die Laserschwelle ist mit 120 mW sehr gut vergleichbar mit der Standard Variante. Das frühere Einsetzen des Überrollens und die niedrigere Ausgangsleistung deuten darauf hin, dass dieses Design mit steigender Temperatur überproportional an Effizienz verliert. Die Emissionswellenlänge ist mit ca. 5 nm langwelliger als beim Standardchip, was zwar sehr viel ist, aber innerhalb der Prozessschwankung liegt. Dabei führt die Veränderung der Barriere und des Verspannungshaushaltes auch zu einer Veränderung der Emissionswellenlänge.

4.3.1 Temperaturabhängigkeit des Designs

Die Ausgangsleistung des verspannten VECSELs sinkt bei einer Erhöhung der Temperatur des Chips stark ab. Die Leistung und die Wellenlänge des Lasers ist in Graph 4.11 für 20°C, 40°C und 60°C dargestellt. Der relative Abfall der Effizienz des VECSELs auf eine differentielle Effizienz von 38% bei 40°C ist ähnlich wie bei der Standardvariante. Der Anstieg der Laserschwelle auf 150 mW zeigt, dass der verspannte VECSEL sehr temperaturempfindlich ist.

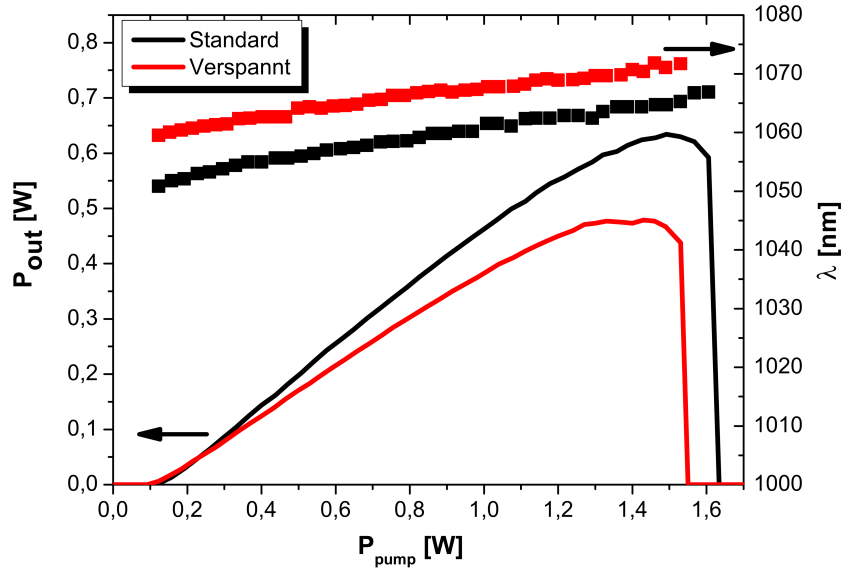


Bild 4.10: Vergleich der Ausgangsleistung (Linie) und der Emissionswellenlänge (Punkte) des GaAsP-freien VECSELs (rot) mit dem Standardchip (schwarz) für 20°C.

Besonders deutlich wird dies bei der maximalen Ausgangsleistung für 60°C, die lediglich 75 mW beträgt, was nur ca. ein Viertel der 60°C-Leistung des Standardchips ist (vergleiche Graph 3.4). Aus der thermischen Drift der Emissionswellenlänge über die Verlustleistung und die Temperatur lässt sich der thermische Widerstand des Lasers bestimmen. Für die Verschiebung mit der Temperatur ergibt sich ein Wert von ca. 0.2 nm/K und für die Verschiebung mit der Verlustleistung ein Wert von 12.6 nm/W . Damit beträgt der thermische Widerstand für diesen Chip ca. 63 W/K , was ein guter Wert ist und als Ursache für das schlechtere Temperaturverhalten ausfällt.

Der Grund für den starken Einbruch der Ausgangsleistung mit der Temperatur lässt sich an den fehlenden GaAsP-Schichten festmachen. Die GaAsP Schichten wirken als zusätzliche Elektronenbarriere und reduzieren das Entkommen der Ladungsträger aus den QWs insbesondere bei höheren Temperaturen deutlich. Dieser Effekt wurde unter anderem von Mikhaelashvili et al. in [59] untersucht.

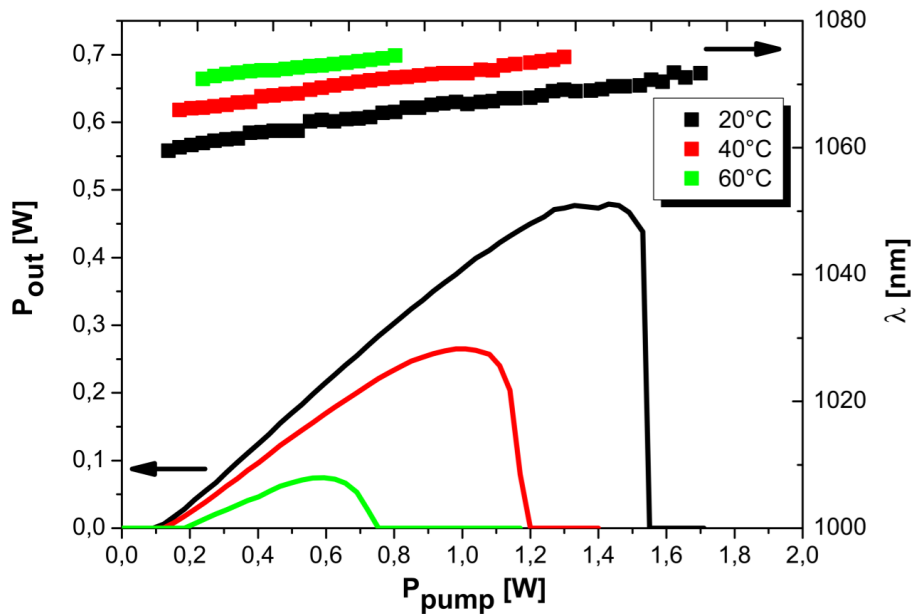


Bild 4.11: Ausgangsleistung (Linien) und Emissionswellenlänge (Punkte) des verspannten VECSELs bei 20°C, 40°C und 60°C.

4.3.2 Variation der Resonatortransmission

Die Veränderung der Transmission des Resonatrorspiegels hat auf die Ausgangsleistung des verspannten Chips einen ähnlichen Einfluss wie beim normalen Chip. In Graph 4.12 sind über der Pumpleistung sowohl Wellenlänge als auch die Leistung des VECSELs für verschiedene Spiegeltransmissionen bei 20°C aufgetragen. Die differentielle Effizienz des Lasers liegt für eine Transmission von 0.3% bei ca. 28% und steigt mit höheren Transmissionen auf die schon erwähnten 46% an. Daraus lässt sich ein T_{loss} von 99.7% bestimmen, was dem Standardchip entspricht. Die Laserschwelle reduziert sich auf etwa 80 mW für 0.3%.

Auch bei dieser Variante kommt es zu einer Blauverschiebung der Emissionswellenlänge bei höheren Transmissionen. Die Wellenlänge beträgt bei 0.3% und einer Pumpleistung von 500 mW ca. 1069 nm, für 2.4% fällt sie auf ca 1062 nm ab.

4.3.3 Pulsbetrieb des VECSELs ohne GaAsP

Um die Temperaturabhängigkeit der Ausgangsleistung und der Laserschwelle des Lasers besser studieren zu können, bietet es sich an, den Pumplaser im Pulsbetrieb zu verwenden. In diesem Betriebsmodus kommt es zu keinem

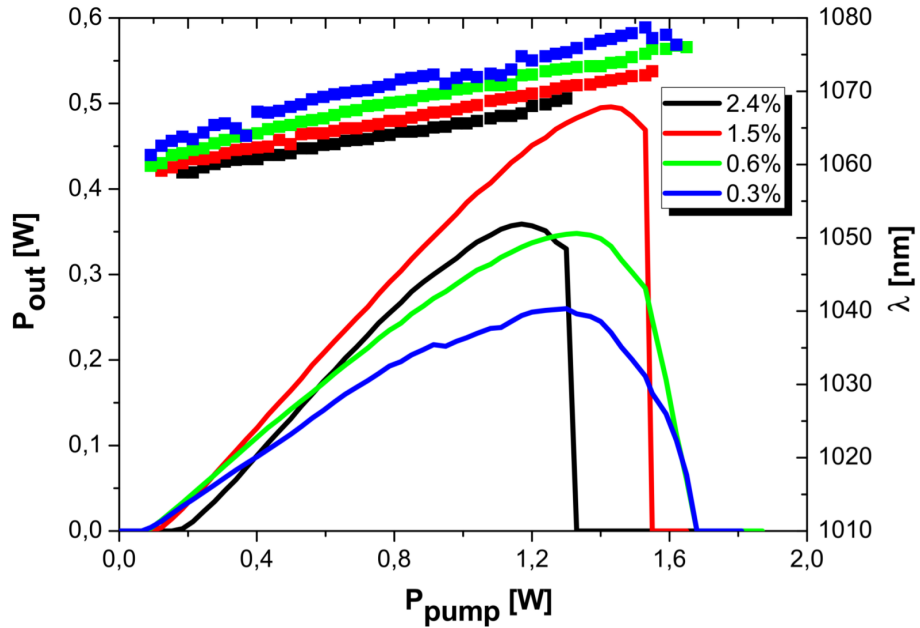


Bild 4.12: Ausgangleistung (Linie) und Emissionswellenlänge (Punkte) des verspannten VECSELs bei 20°C für verschiedene Spiegeltransmissionen.

thermischen Überrollen und zu keiner Erwärmung des Chips durch das Pumpen.

In Graphen 4.13 ist die Abhängigkeit der Laserschwelle von der Temperatur dargestellt. Zum Vergleich sind im Bild auch die Werte des Standardchips eingetragen. Bei beiden Designs steigt die Laserschwelle exponentiell an, aber für die GaAsP-freie Variante ist der Anstieg deutlich stärker.

Zur Quantifizierung dieses Anstiegs werden die Parameter P_0 und T_0 eingeführt und über Gleichung 3.10 mit der Laserschwelle verknüpft. Für den Standardchip ergibt sich aus einem Fit für T_0 ein Wert von 90 K. Bei der GaAsP-freien Variante ergibt der Fit nur 59 K. Damit wird die starke Temperaturabhängigkeit des verspannten VECSELs sicher quantifiziert.

4.4 Dünnfilm-Bottom-Emitter

Die Analyse des VECSELs hat ergeben, dass der Standard-VECSEL durch seinen hohen R_{TH} thermisch limitiert ist. Dies zeigt sich dadurch, dass die Ausgangleistung des VECSELs für höhere Temperaturen zum Teil stark einbricht und bei jeweils ungefähr der gleichen Emissionswellenlänge überrollt. Um die Effizienz des Lasers insbesondere bei 60°C zu verbessern, wird des-

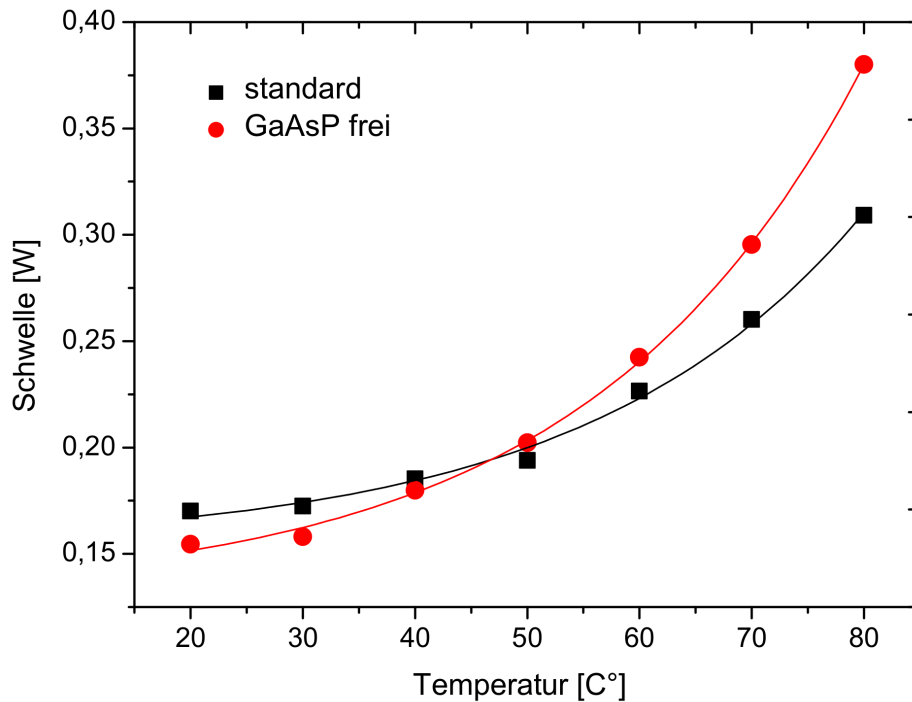


Bild 4.13: Die Temperaturabhängigkeit der Laserschwelle des VECSELs im Pulsbetrieb für den Standardchip und den GaAsP-freien Chip.

halb ein besseres thermisches Management benötigt. Dies lässt sich auf verschiedene Weisen realisieren, z.B. durch einen größeren Pumpspot (siehe Kapitel 3.9), was wegen der gleichzeitig ansteigenden Laserschwelle die Effizienz deutlich reduziert. Die Verbesserung des thermischen Widerstandes ist deshalb die Methode der Wahl. Dies kann durch die Verwendung einer besseren Wärmesenke unterhalb des Chips erreicht werden, z.B. aus Diamant oder einem ähnlichen Material anstatt des üblichen AlN. Vielversprechend ist auch der Einsatz von Intracavity-Wärmespreizern, da sie es ermöglichen, die Wärme besser räumlich abzuführen (siehe Lindberg et al. [65] und Schwarzbäck et al. [7]). Allerdings verursacht diese Methode zusätzliche optische Verluste und Kosten.

Der Einfluss auf den thermischen Widerstand ist begrenzt, da der Widerstand maßgeblich von dem GaAs-Substrat bestimmt wird (siehe dazu auch Lutgen et al. [18] und Lindberg et al. [60]). Die RPG selbst trägt je nach ihrer Dicke ungefähr $30 - 40 \text{ KW}^{-1}$ zum Widerstand bei und das Substrat je nach Dicke bis zu 60 KW^{-1} . Deshalb ist eine Dünnung bzw. vollständige Entfernung des GaAs ein vielversprechender Ansatz, da GaAs nur eine thermische Leitfähigkeit von ca. $55 \frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}}$ besitzt.

4.4.1 Herstellung des Bottom-Emitters

Eine vollständige Entfernung des GaAs stellt große Herausforderungen an die Waferprozessierung und an die mechanische Stabilität des VECSELs dar. Daher wird der VECSEL als ein Dünnschicht-Bottom-Emitter bei Osram realisiert, bei dem das GaAs-Substrat durch einen Träger aus Silizium ersetzt wird (siehe dazu auch Lindberg et al. [48]).

Dazu wird der VECSEL in einer inversen Reihenfolge auf dem GaAs-Substrat gewachsen. Anschließend wird der komplette 4-Zoll-Wafer mit einer Gold-Zinn-Lötung mit einem 4-Zoll-Siliziumträger verbunden. Das GaAs-Substrat wird anschließend durch eine selektive Ätzung entfernt. Aufgrund der stark unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten von GaAs und Silizium entsteht beim Löten auf den Träger eine sehr starke Verbiegung des Wafers und des Trägers. Diese Verbiegung wird durch das Wegätzen des GaAs-Substrats behoben.

Die weitere Prozessierung erfolgt analog zu der des Standarddesigns. Der gesamte Prozess erhöht deutlich die Komplexität der Herstellung der Chips und damit auch die Kosten. Wegen der guten thermischen Leitfähigkeit des Siliziums von $149 \frac{W}{m \cdot K}$ führt er aber zu einer deutlichen Verbesserung des thermischen Widerstandes.

4.4.2 Leistung des Bottomemitters

Die Ausgangsleistung und die Emissionswellenlänge des Dünnschicht-Bottom-Emitters wird im Graphen 4.14 mit dem Standardchip verglichen. Die Laserschwelle der beiden Laser ist gut miteinander vergleichbar, für den Dünnschicht-Chip liegt sie bei 170 mW und bei 190 mW für die Standardvariante. Dieser Unterschied liegt im Rahmen der Produktionsschwankungen. Die differentielle Effizienz des Bottom-Emitters ist mit ca. $\eta_{diff} = 45\%$ aber niedriger als bei der Standardvariante mit $\eta_{diff} = 49\%$.

Daher ist die Ausgangsleistung trotz der niedrigeren Laserschwelle bis zum Einsetzen des thermischen Überrollens des Standardlasers bei ca. 1.5 W nahezu identisch. Im Gegensatz dazu steigt die Ausgangsleistung des Dünnschicht-Chips weiter an und erreicht die maximale Leistung mit 800 mW bei einer Pumpleistung von 2.2 W. Damit tritt das thermische Überrollen erst bei deutlich höheren Pumpleistungen auf. Beide Varianten haben an ihrem Maximum einen optischen Wirkungsgrad von ca. $\eta_{opt} = 45\%$.

Die Emissionswellenlänge für den Dünnschicht-VECSEL ist mit ca. 1047 nm an der Laserschwelle ungefähr 4 nm kurzwelliger, was aber nicht mit der geänderten Herstellung in Verbindung gebracht werden kann, sondern mit

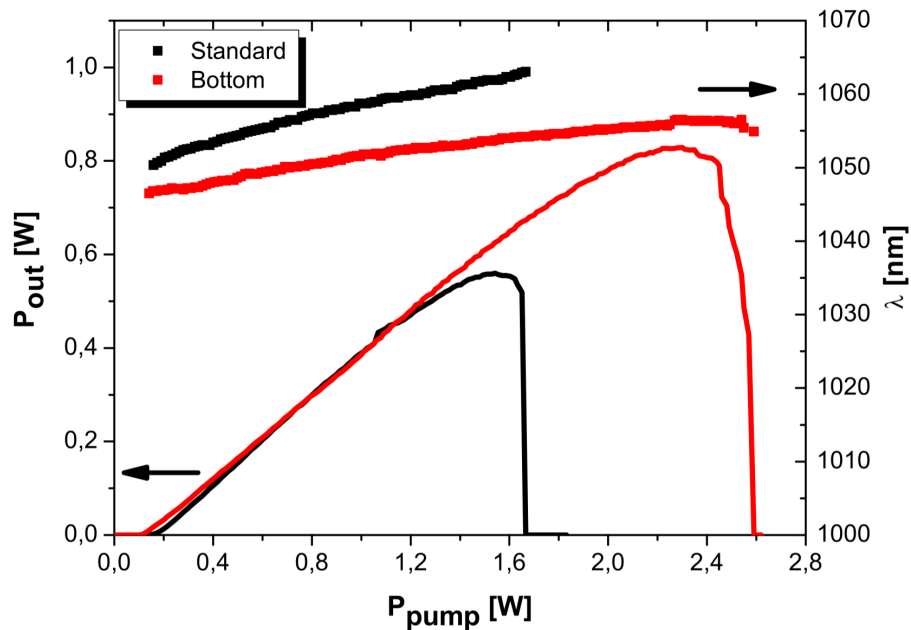


Bild 4.14: Vergleich der Kennlinie (Linie) und der Emissionswellenlänge (Punkte) des Dünnschicht-Bottom-Emitters mit dem des Standard-VECSELs für eine Spiegeltransmission von 1.5%, eine Resonatorlänge von 23 mm und eine Temperatur von 20°C.

einer anderen Verstimmung des Chips sowie einer etwas niedrigeren Lasttemperatur. Dies führt dazu, dass die Emissionswellenlänge über die Kennlinien nur mit ca. 10 nm schiebt, während die Verschiebung beim Standardchip mit 13 nm etwas stärker ausfällt.

4.4.3 Temperaturabhängigkeit des Bottom-Emitters

Der Dünnschicht-Chip besitzt neben der Eigenschaft, erst bei hohen Pumpleistungen ein thermisches Überrollen aufzuweisen, auch eine sehr hohe Toleranz gegenüber einer erhöhten Chiptemperatur. In Graph 4.15 ist die Ausgangsleistung für eine Spiegeltransmission von 1.5% und für Wärmesenktemperaturen von 10°C bis 80°C in 10°C-Schritten über der Pumpleistung aufgetragen. Ungeachtet der niedrigen Ausgangsleistung von ca. 100 mW bei 80°C ist bereits der Laserbetrieb an sich ein Erfolg.

Bei einer Temperatur von 10°C wird bei einer Pumpleistung von 2.5 W eine maximale Ausgangsleistung von über 900 mW erreicht. Zum Vergleich wurde 1 W Ausgangsleistung beim Standardchip nur mit der Verwendung eines Pumpspots mit der 2,5-fachen Fläche erreicht. Die Leistung sinkt konti-

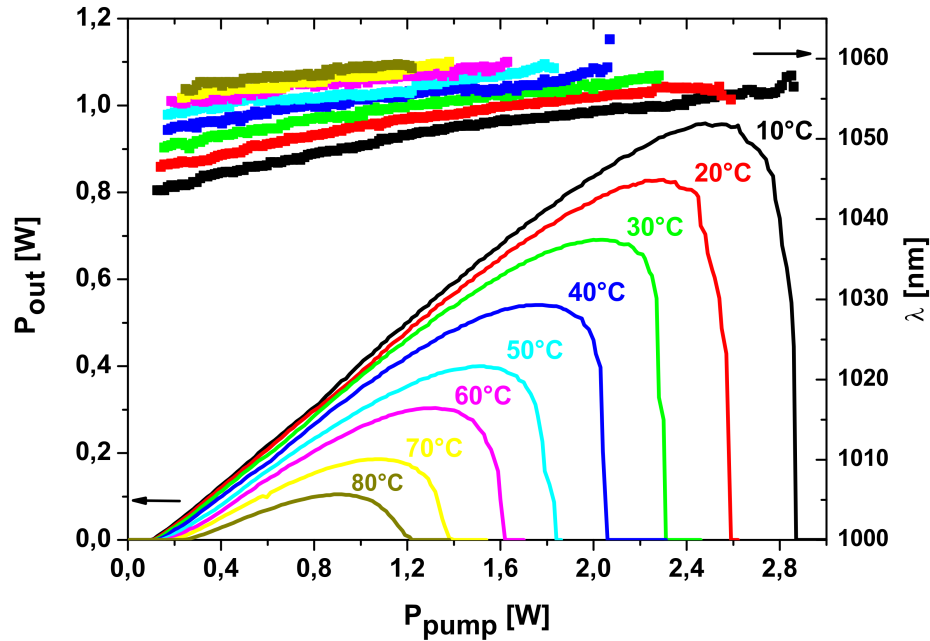


Bild 4.15: Ausgangsleistung (Linie) und Emissionswellenlänge (Punkte) des Dünnschicht-Bottom-Emitters für eine Transmission von 1.5% und eine Resonatorlänge von 23 mm. Die Temperatur wird in 10°C-Schritten von 10°C bis 80°C variiert.

nuierlich mit steigender Temperatur ab, wobei die Laserschwelle exponentiell anwächst und die differentielle Effizienz η_{diff} für höhere Temperaturen stark einbricht, wie Bild 4.16 zeigt. Die Emissionswellenlänge steigt mit der Temperatur von ca. 1046 nm bei 500 mW Pumpleistung auf ungefähr 1058 nm bei 80°C und 500 mW an. Aus der Verschiebung der Wellenlänge über der Pumpleistung und der Chiptemperatur lässt sich dann der thermische Widerstand R_{TH} bestimmen. Dieser beträgt mit ca. 40 KW^{-1} weniger als die Hälfte von ca. 90 KW^{-1} des Standardchips. Dies zeigt, wie groß der Einfluss der besseren thermischen Leitfähigkeit des Siliziums ist.

4.4.4 Variation der Transmission des Resonatorspiegels

Aus der Variation der Transmission des Resonatorspiegels in Graph 4.17 ergibt sich ein ähnliches Bild wie für den Standard-VECSEL. Jedoch fällt auf, dass der VECSEL-Chip für niedrige Transmission nicht abrupt thermisch überrollt, sondern sich die Emission langsam reduziert. Der Grund dafür ist, dass wegen des reduzierten thermischen Widerstands die Chiptemperatur immer niedriger ist als beim Standardchip. Daher bricht die optische Verstärkung des Bottom-Emitter nicht sofort thermisch ein und die Laser-

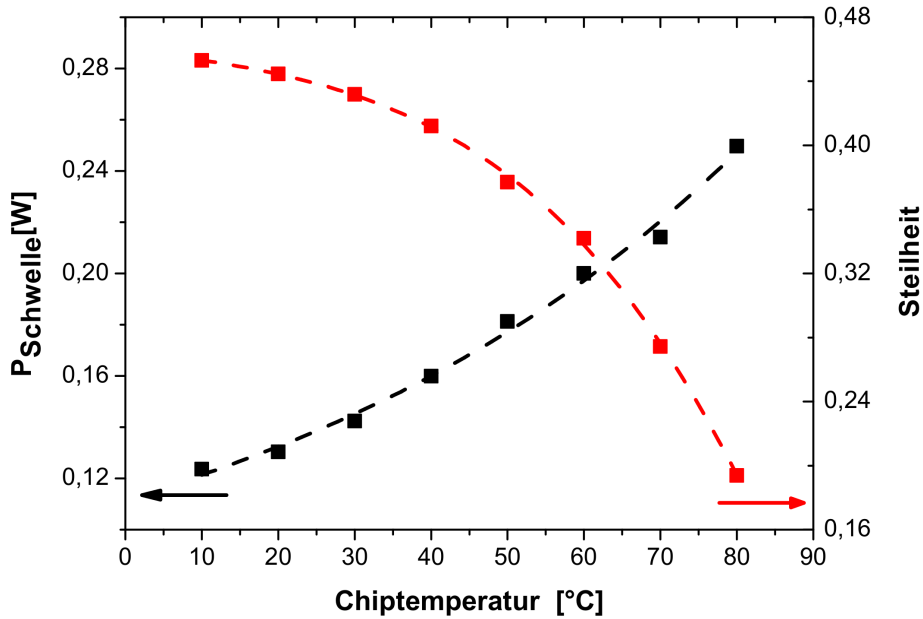


Bild 4.16: Laserschwelle und differentielle Effizienz η_{diff} des Bottom-Emitters, aufgetragen über der Temperatur für eine Transmission von 1.5% und eine Resonatorlänge von 23 mm.

mode bleibt länger bestehen. Trotz der niedrigeren Temperaturen im Betrieb ist auch für diese Variante der Laserbetrieb nur bis zu einer maximalen Transmission von 2.4% möglich. Daraus lässt sich folgern, dass die maximale optische Verstärkung, im Gegensatz zur Ausgangsleistung, nicht stark thermisch limitiert.

Da die differentielle Effizienz η_{diff} etwas schlechter als beim Standardchip ist, wird vermutet, dass die RPG noch nicht optimal gewachsen bzw. an Dünnschicht Prozess angepasst wurde. Die optischen Verluste, definiert durch $1 - T_{loss}$, gleichen mit 0.3% den Verlusten des Standardchips, obwohl erwartet wurde, dass das Wegätzen des GaAs-Substrates die Chipoberfläche aufgeraut und somit zusätzliche Streuverluste verursacht haben könnte.

Auffällig an der Kennlinie ist die stark springende Emissionswellenlänge für die beiden niedrigsten Spiegeltransmissionen. Der Grund dafür ist die große spektrale Breite der Verstärkung, die bei den niedrigeren Transmissionen vom Laser voll ausgeschöpft wird und spektrale Sprünge in der Emissionswellenlänge häufiger werden lässt. Durch die niedrigere Chiptemperatur insbesondere bei höheren Pumpleistungen beim Bottom-Emitter ist die optische Verstärkung leicht höher und breiter, was den Sprüngen entgegenkommt.

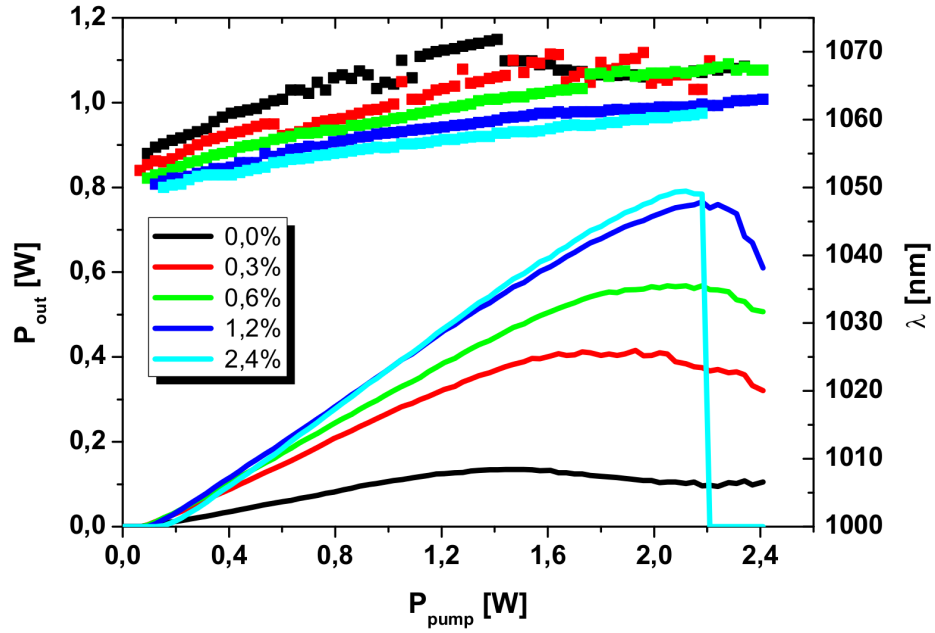


Bild 4.17: Kennlinien (Linie) und Emissionswellenlänge (Punkte) des Dünnsfilm-Bottom-Emitters in Abhängigkeit von der Transmission des Resonatorspiegels bei 20°C. Die verwendeten Spiegel sind im Bild angegeben, die Resonatorlänge betrug jeweils 23 mm.

4.4.5 Variation des Pumpspots

Die Leistung des Bottom-Emitters lässt sich wie beim Standardchip auch durch einen größeren Durchmesser des Pumpspots steigern. Dabei werden die gleichen Optiken und Durchmesser wie beim Standardchip verwendet. Für den größten Spot mit $163\mu\text{m} \times 229\mu\text{m}$ steigt die Ausgangsleistung dabei auf über 1.3 W an (siehe Bild 4.18). Die Resonatorlänge beträgt 23 mm und die Transmission des Spiegels liegt bei 1.2%. Die Leistung des Pumplasers reicht mit knapp 4 Watt nicht aus, um den VECSEL zum thermischen Überrollen zu bringen. Die maximale Ausgangsleistung steigt durch die Verwendung des mittleren Pumpspots auf 1.1 W von 760 mW an. Die Laserschwelle des Dünnsfilm-Chips steigt von 124 mW für den Standardspot auf 330 mW für den größten Spot an. Damit steht einer Vergrößerung des Pumpspots auf das $(1.64)^2 = 2.68$ -fache einem Anstieg der Laserschwelle um $\frac{330\text{ mW}}{124\text{ mW}} = 2.66$ gegenüber, was eine fast perfekte lineare Skalierung entspricht. Der thermische Widerstand nimmt durch die Vergrößerung des Pumpspots effektiv ab (nachzulesen in der Arbeit von Lutgen et al. [18]). Dies wird aber durch die gesteigerte Laserschwelle kompensiert, sodass die Temperatur und die Ladungsträgerdichte nahezu gleich bleiben.

Daher beginnt die Emission des VECSELs für alle drei Durchmesser bei

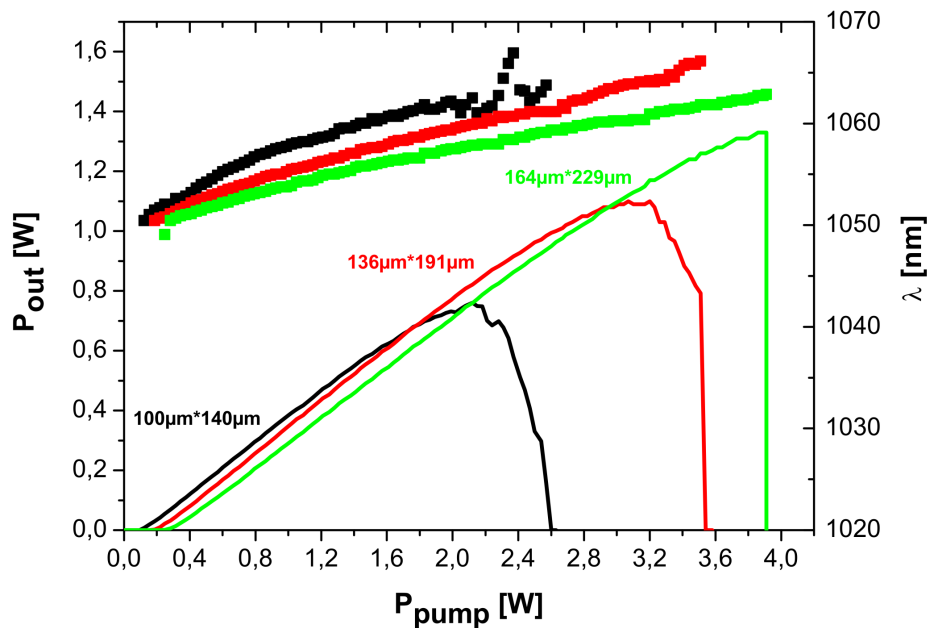


Bild 4.18: Kennlinien (Linie) und Emissionswellenlänge (Punkte) des Dünnschicht-Bottom-Emitters bei 20°C für drei verschiedene Durchmesser des Pumpspots. Der verwendete Spiegel besitzt eine Transmission von 1.2%, die Resonatorlänge betrug jeweils 23 mm.

1050 nm. Was ein Zeichen dafür ist, dass für alle Pumpspots die gleichen Bedingungen herrschen und keine zusätzlichen Verluste auftreten. Das thermische Überrollen erfolgt jeweils bei ca. 1064 nm, beim größten Spot ist die längste Wellenlänge 1062 nm, da das thermische Überrollen nicht erreicht wird. Daraus und aus der sehr guten Skalierbarkeit lässt sich schließen, dass auch der Dünnschicht-Bottom-Emitter noch thermisch limitiert ist.

Durch die bessere Wärmeabführung ist er noch besser für eine Skalierung der Leistung durch eine Variation des Pumpspots geeignet. Es können nicht nur Ausgangsleistungen von mehr als 1 W erreicht werden, sondern es können auch sehr kleine Spots verwendet, und damit sehr niedrige Laserschwellen erreicht werden.

4.5 Fazit über die Designvarianten

Der *vertical external cavity surface emitting laser* ist ein hocheffizienter Laser, der sich in vielen Eigenschaften von kantenemittierenden Lasern unterscheidet. Hier wurden verschiedene Varianten des VECSELs untersucht, eine Übersicht über die Eigenschaften gibt die Tabelle 4.1. Mit dem Standarddesign können Ausgangsleistungen von über 600 mW und differentielle Effizienzen

von bis zu 50% erreicht werden. Das größte Hindernis für eine höhere Effizienz und Ausgangsleistung ist die starke Erwärmung der Chips. Durch einen größeren Pumpspot oder durch die bessere thermische Leitfähigkeit von Silizium mittels eines Dünnschicht-Ansatzes kann die Chip-temperatur reduziert werden und die Ausgangsleistung verbessert werden. Mit beiden Ansätzen kann eine Ausgangsleistung von 1 W erreicht werden.

Alle untersuchten Designs haben gemeinsam, dass die optischen Verluste $1 - T_{loss}$ ungefähr 0.3% betragen und auf 40 °C optimiert sind. Durch Variationen des Designs können einzelne Eigenschaften des VECSELs beeinflusst werden, um somit einerseits ein tieferes Verständnis der Prozesse im VECSEL zu gewinnen als auch andererseits bestimmte Eigenschaften zu verbessern. Bei einer Transmission von 1.2% trägt jeder Quantum Well ungefähr 20 mW zur Laserschwelle bei.

Für das Temperaturverhalten sind die GaAsP-Schichten zur Verspannungsreduktion von entscheidender Bedeutung, da sie die Barrieren der Quantum Wells erhöhen und damit das Entkommen der Elektronen aus den Quantum Wells deutlich reduzieren. Ohne diese Barrieren reduziert sich die Ausgangsleistung für hohe Temperaturen drastisch. Jedoch für sehr niedrige Temperaturen ist dieses Design dem Standard VECSEL mindestens ebenbürtig.

Die Resonanz der RPG lässt sich durch eine Veränderung der Chipbeschichtung verstärken, indem die Kopplung der stehenden Welle an die QWs verbessert wird. Dadurch lassen sich niedrigere Laserswellen bei der gleichen Spiegeltransmission erreichen oder auch deutlich höhere Transmissionen verwenden. Gleichzeitig reduziert sich die Verschiebung der Wellenlänge mit der Verlustleistung und der Temperatur, was die Wellenlängenstabilisierung einfacher macht. Diese Variante eignet sich besonders gut für Anwendungen, bei denen eine niedrige Laserschwelle benötigt wird und weniger eine möglichst hohe Ausgangsleistung.

Tab. 4.1: Vergleich der verschiedenen Designvarianten. Die Werte gelten für eine Spiegeltransmission von 2.4% und 20°C.

Design	Laserschwelle [mW]	η_{diff}	P_{max} [mW]	$\lambda[nm]$	P_{60}/P_{20} [%]	$d\lambda/dT[mmK^{-1}]$
Standarddesign	233	48%	460	1054	77	0.21
Chip mit zwei zusätzlichen QWs	254	46%	528	1056	60	0.35
verspannter Chip ohne GaAsP	181	41%	359	1059	39	0.2
Chip mit 20%-Antireflexbeschichtung	137	43%	525	1057	60	0.14
Dünnschicht-Bottom-Emitter	170	46%	790	1060	90	0.19

Kapitel 5

Einfluss der Pumpwellenlänge auf die Effizienz

Höher, Weiter, Länger

Das optische Pumpen eines Halbleiterlasers bringt gegenüber dem elektrischen Pumpen einige Vorteile. So reduziert beispielsweise der Verzicht auf eine Dotierung die optischen Verluste. Des Weiteren lässt sich bei einem VECSEL mit der Einstellung des Durchmessers des Pumpspots die Leistung sehr gut skalieren. Da aber die Pumpwellenlänge immer kurzwelliger als die Emissionswellenlänge sein muss, ergibt sich daraus ein Verlustkanal, der durch den Quantendefekt beschrieben wird. Des Weiteren muss der Chip auf die Absorption des Pumplichtes optimiert werden. Die optimale Pumpwellenlänge ist ein Kompromiss zwischen einer möglichst langen Pumpwellenlänge d.h. geringen Quantendefekt und einer ausreichend hohen Absorption des Pumplichtes in den GaAs Barrieren.

5.1 Quantendefekt

Die Effizienz des VECSELs wird durch die Verluste, aber auch durch die Pumpwellenlänge begrenzt. Falls Emissionswellenlänge und Pumpwellenlänge identisch sind, kann die Pumpleistung vollständig genutzt werden. In Gleichung 5.1 wird der Quantendefekt (QD) definiert, der angibt, wie viel Energie der Pumpphotonen verloren geht, wenn diese in niederenergetische Emissionsphotonen umgewandelt werden. Die überschüssige Energie der Pumpphotonen wird über Relaxationsprozesse in Wärme umgewandelt.

$$QD = 1 - \frac{\lambda_{pump}}{\lambda_{emission}} \quad (5.1)$$

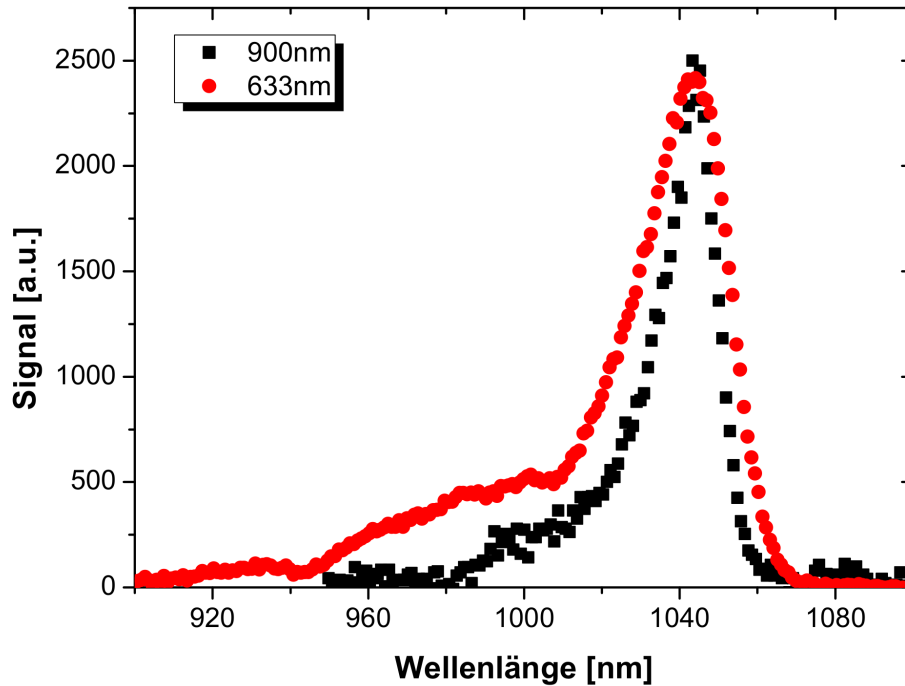


Bild 5.1: Emissionsspektren des Standardchips für eine Anregung bei 633 nm und 900 nm bei 20°C und gleicher Anregungsdichte.

Graph 5.1 zeigt das Photolumineszenzspektrum eines Standardchips für eine Anregungswellenlänge von 633 nm und für 900 nm. Bei 900 nm werden die Quantum Wells direkt angeregt, während bei 633 nm in allen Schichten im Chip durch Absorption Ladungsträger erzeugt werden, insbesondere in den GaAs-Schichten. Die Ladungsträger diffundieren in die QWs und rekombinieren dort unter der Erzeugung eines Photons strahlend.

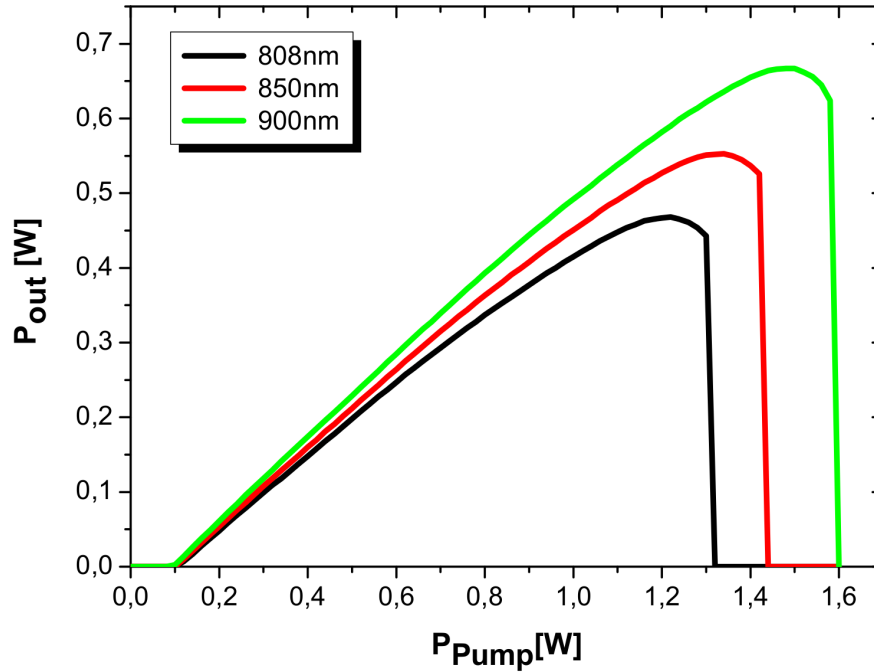


Bild 5.2: Simulierte Ausgangsleistung des VECSELs für verschiedene Pumpwellenlängen.

Für beide Anregungswellenlängen liegt das Maximum des Spektrums bei ca. 1042 nm. Der Unterschied zwischen den beiden Anregungen ist gering, bei 980 nm gibt es jedoch zusätzliche Emissionen, falls der Chip mit 633 nm angeregt wird. Diese werden durch Rekombinationsprozesse aus den höher angeregten Zuständen in den Quantum Wells ausgelöst. Der Grund dafür ist, dass die Absorption des Pumplichtes für 633 nm höher ist und eine höhere Ladungsträgerdichte innerhalb der QWs vorliegt. Das ganze Spektrum ist durch den Braggspiegel beeinflusst, der ab ca. 990 nm die Emission der QWs reflektiert.

Die typische Photoneneffizienz bzw. Umwandlungseffizienz η_{photon} des VECSELs liegt bei ca. 56% (siehe Kapitel 3). Dieser Wert hängt, neben dem Design der RPG, von den induzierten Ladungsträgern und der Temperatur des Chips unter der Voraussetzung ab, dass die Absorption des Pumplichtes unabhängig von der Pumpwellenlänge konstant ist. Die Pumpphotonen sind energiereicher als die Emissionsphotonen, selbst bei einer perfekten Umwandlungseffizienz sind die Verluste des Lasers nicht null. Durch eine Änderung der Pumpwellenlänge können die Verluste minimiert und die Pumpleistung besser auszunutzen werden, wodurch die Ausgangsleistung und die optische Effizienz η_{opt} des Lasers gesteigert werden kann. Graph 5.2 zeigt simulierte

Kennlinien des Lasers für eine Pumpwellenlänge von 808 nm, 850 nm und 900 nm. Die Simulation wurde im Detail in Abschnitt 1.7 erläutert. Jedoch wird zunächst die Absorption des Pumplichtes und η_{photon} als konstant für alle Pumpwellenlängen angenommen.

Der theoretische Gewinn der Ausgangsleistung ist dabei beachtlich: Diese steigt von maximal ca. 480 mW auf ca. 680 mW an. Gleichzeitig sinkt die Laserschwelle bei längeren Pumpwellenlängen um einige Prozente ab. Damit werden auch mehr Pumpphotonen in Emissionsphotonen umgewandelt und η_{diff} steigt an. Durch die höhere optische Effizienz des Lasers sinkt die Lasttemperatur des Chips, bei gleicher Pumpleistung, ab. Die reduzierte Lasttemperatur verringert das Entkommen der Elektronen aus den QWs und aus diesem Grund steigt die Effizienz des Lasers noch weiter an. Damit wird auch die Verstimmung des Lasers bei einer höheren Pumpleistung kritisch und das thermische Überrollen herausgezögert.

5.2 Absorption des Pumplichtes

Die Benutzung von längeren Pumpwellenlängen weist theoretisch zwar nur Vorteile auf, allerdings ist sie so nicht realisierbar. Da sich die Absorption für längere Wellenlängen d.h. für Photonen mit niedrigerer Energie verringert wegen der reduzierten Anzahl an passenden Zuständen im Halbleiter. Der untersuchte VECSEL absorbiert das Licht in den Quantum Wells, den GaAs-Schichten und den GaAsP-Schichten. Die Absorption des Lichtes erfolgt dabei nach dem Lambert-Beer'schen Gesetz (siehe Gleichung 5.2) mit der Ausgangsintensität I_0 des Pumplasers, dem Absorptionskoeffizienten $\alpha(\lambda)$ und der Schichtdicke L .

$$I = I_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot L) \quad (5.2)$$

Der Absorptionskoeffizient hängt stark von der Wellenlänge ab. Für Photonen mit einer Energie kleiner als die der Bandlücke des Materials E_{gap} ist α idealerweise null und das (defektfreie) Material ist transparent. Die Absorption steigt für Licht mit höherer Energie im Falle von Bulk-Material und direkten Halbleiters in 1. Näherung weiter wurzelförmig mit $\sqrt{hc/\lambda_{Laser} - E_{gap}}$ an.

Für optisch gepumpte Laser sind zwei verschiedene Pumpstrategien möglich. Einmal ist dies das direkte Pumpen der QWs, was den Vorteil eines geringen Quantendefekts hat und damit eine hohe Effizienz aufweist (siehe dazu die Arbeit von Schmid et al. [66]). Allerdings wird für eine ausreichende Absorptionsdicke eine dicke RPG benötigt, und der thermische Widerstand

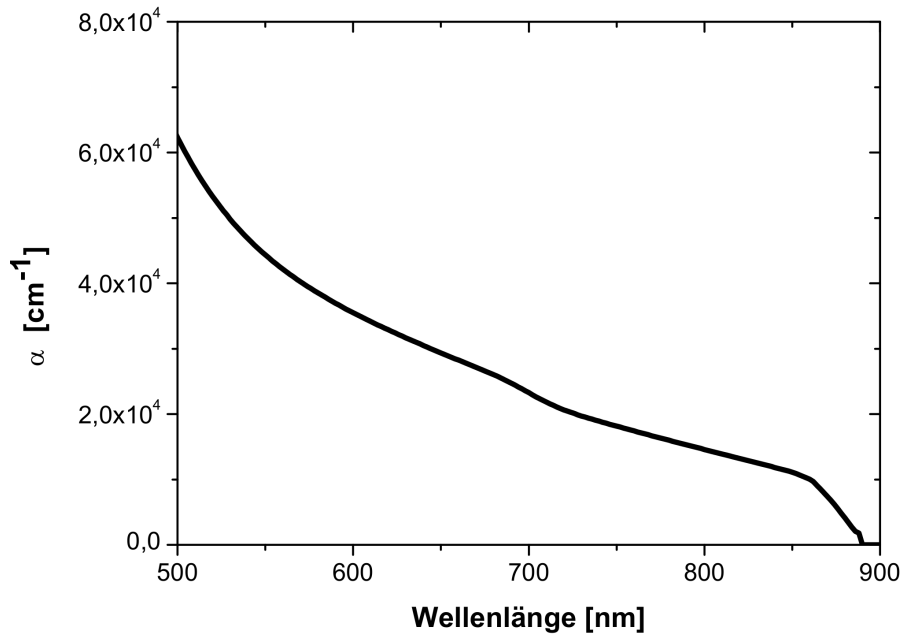


Bild 5.3: Absorptionskoeffizient von GaAs, aufgetragen über der Wellenlänge bei 20°C von Schubert et al. [67].

durch den dickeren Chip wird größer. Die zweite Strategie ist das Pumpen der QW-Barrieren und die Ausnutzung der Diffusion der Ladungsträger in die QWs. Der Quantendefekt ist bei diesem Ansatz größer, was die Effizienz begrenzt. Dafür kann eine geringere Zahl von QWs im Design verwendet werden, was die RPG vereinfacht und einen niedrigeren Laserschwelle ermöglicht. Daher wird dieser Ansatz in der vorliegenden Arbeit für den VECSEL verwendet. Zusätzlich kann der VECSEL-Braggspiegel so designt werden, dass er das Pumplicht reflektiert und damit einen Mehrfachdurchgang durch die Absorber ermöglicht, wie z.B. in der Arbeit von Rudin et al. [13] gezeigt wurde. Dies würde die Absorption des Pumplichtes auf Kosten eines komplizierteren Braggspiegels erhöhen, worauf hier deswegen und wegen der geringen Gewinne aber verzichtet wurde.

In dem Graphen 5.3 ist der Absorptionskoeffizient für GaAs über die Wellenlänge dargestellt. Für GaAs liegt die Absorption bei 20°C für 808 nm bei ca. 13900 cm^{-1} , bei ca. 11300 cm^{-1} für 840 nm und für 860 nm bei ca. 8800 cm^{-1} . Der Absorptionskoeffizient d.h. die Absorption des Pumplichtes ist für 860 nm also um ca. 36% geringer als bei 808 nm. Dies kann zu einem signifikanten Einbruch in der Lasereffizienz führen. Die Stärke dieses möglichen Einbruchs hängt aber auch davon ab, wie hoch die Gesamtabsorption des Chips ist, also von der Gesamtdicke und der Zusammensetzung des

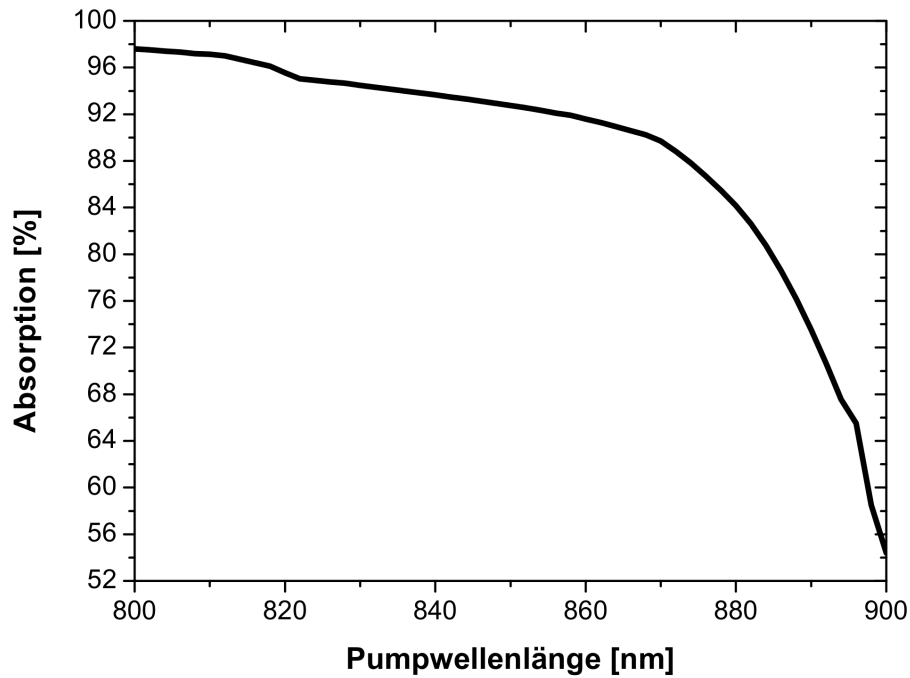


Bild 5.4: Berechnete Absorption des Pumplichtes in der aktiven Zone (QWs ,GaAs-Absorber und GaAsP) des VECSELs bei 50°C über die Pumpwellenlänge.

Chips. Der für die Berechnung verwendete Absorptionskoeffizient für GaAs stammt aus Schubert et al. [67], die entsprechenden Werte der anderen Materialien (GaAsP, AlGaAs, InGaAs) wurden den Arbeiten von Vurgaftman et al. [68], Adachi [69] und Zielinski et al. [70] entnommen.

In Bild 5.4 ist die berechnete Absorption des Pumplichtes in der aktiven Zone über der Wellenlänge aufgetragen (zur Berechnungsmethode siehe Kapitel 1.7). Als Chiptemperatur wurde für diese Berechnungen 50°C gewählt, um den Einfluss der höheren Betriebstemperatur beim Pumpen des Lasers zu berücksichtigen. Für 808 nm Licht wird ca. 97% des Pumplichtes in der aktiven Zone absorbiert, für 850 nm aber nur noch ca. 93% und lediglich 91% bei 865 nm. Das restliche Licht erreicht den Braggspiegel des VECSELs. Dieser besitzt keine nennenswerte Reflektivität für das Pumplicht. Der Braggspiegel ist für das Pumplicht nur ein weiterer Absorber; mit ca. $4\mu\text{m}$ ist er dicker als die aktive Zone und besteht zu einem großen Teil aus AlGaAs, was für das Pumplicht transparent ist und das GaAs. In diesen GaAs-Schichten wird das Pumplicht absorbiert. Die so induzierten Ladungsträger können nicht zu den QWs diffundieren, da die AlGaAs-Schichten als Barriere wirken und die Diffusion behindern. Ein kleiner Bruchteil des Lichtes erreicht für langwelli-

ges Pumplicht das GaAs-Substrat. Das Licht, das den Braggspiegel erreicht, ist für den VECSEL verloren. Die reduzierte Absorption verringert nicht nur die Umwandlungseffizienz der Photonen η_p des Lasers, sondern führt direkt zu einer weiteren Erwärmung des Chips durch Heizen des Braggspiegels. Das gesamte Licht, das den Braggspiegel erreicht, wird deshalb als Verlust behandelt.

Graph 5.4 zeigt schön, dass die Absorption des Pumplichtes durch das GaAs in der aktiven Zone bestimmt ist. Zwar besitzen die InGaAs Quantum Wells mit 1.18 eV die niedrigste Bandlücke E_{gap} und können auch mit 1000 nm Licht gepumpt werden. Da sie aber sehr dünn sind, vergleichen mit der Pumpwellenlänge, können sie trotz ihres hohen Absorptionskoeffizienten von 42500 cm^{-1} für 808 nm und 11800 cm^{-1} für 1000 nm jeweils für 50°C, nur sehr wenig Licht absorbieren. Die GaAs-Schichten sind mehr als 40 Mal so dick wie die QWs, was ihren schlechteren Absorptionskoeffizienten ausgleicht. Die GaAsP-Schichten haben die höchste Bandkante bei ca. 810 nm und besitzen deshalb den niedrigsten Koeffizienten der verwendeten Materialien mit 10800 cm^{-1} für 808 nm. Dazu kommt, dass sie im Vergleich mit den GaAs-Absorbern sehr dünn sind und insgesamt nur wenige Prozent zur Gesamtaborption beitragen.

Die längste Wellenlänge, die dazu verwendet werden kann, den VECSEL zu pumpen, wird von der Bandlücke des stärksten Absorbers, also des GaAs, bestimmt. Bei 20°C liegt diese bei 873 nm. Damit ist auch die Verwendung von 900-nm-Pumplicht, welches im vorigen Abschnitt angedacht wurde, nicht möglich, da damit nur die Quantum Wells angeregt werden. Aber auch bei der Verwendung von 850-nm-Pumplicht wird weniger Licht in der aktiven Zone (QWs, GaAs-Absorber und GaAsP) absorbiert als bei 808 nm.

5.3 Pumplaser für längere Wellenlängen

In dieser Arbeit wird zur Standardcharakterisierung ein 808-nm-Diodenlaser als Pumpquelle verwendet. Aber auch andere Pumpwellenlängen sind geläufig, wie z.B. 830 nm von Garcher et. al. [71] und 850 nm von Schmid et al. [66]. Zur Analyse der Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der Pumpwellenlänge wird in diesem Kapitel ein 850-nm-/1-Watt-Diodenlaser mit Faserkopplung verwendet. Um die Wellenlänge des Lasers einzustellen, wurde die Temperatur der Wärmesenke des Lasers von -10°C bis +60°C variiert. Damit kann ein Wellenlängenbereich von ca. 840 nm bis 865 nm abgedeckt werden. Der Pumpspot bleibt trotz Variation der Temperatur bzw. Wellenlänge unverändert, da der Laserstrahl des Pumplasers wird über eine Faser und die

Standardoptiken auf den Chip projiziert wird.

Mit der Veränderung der Temperatur verändert sich die Pumpleistung des Lasers, die regelmäßig nachgemessen wurde. In Graph 5.5 ist die Ausgangsleistung für -10°C und $+60^{\circ}\text{C}$ über dem Strom des Pumplasers aufgetragen. Bei 60°C beträgt die Ausgangsleistung des Pumplasers bei $1,6\text{ A}$ nur noch ca. 500 mW . Dies ist zur Bestimmung der Laserschwelle und der differentiellen Effizienz η_{diff} des VECSELs ausreichend. Ein höherer Betriebsstrom als $1,6\text{ A}$ konnte nicht verwendet werden, da sonst eine sehr starke Degeneration des Pumplasers einsetzt.

Der untersuchte Wellenlängenbereich ist damit auf 840 nm bis 865 nm beschränkt. In diesem Bereich wird auch das Maximum der Effizienz erwartet. Für langwelligeres Pumplicht ist die Absorption wegen der nahen Bandkante des GaAs nicht mehr ausreichend für einen Laserbetrieb. Bei kürzeren Pumpwellenlängen als 840 nm wird erwartet, dass der Gewinn wegen des größeren Quantendefekts nicht mehr relevant ist.

Zusätzlich zu den Vorteilen des VECSELs ist auch der 850-nm -Pumplaser durch eine reduzierte Spannung effizienter als ein 808-nm -Diodenlaser (siehe Lindberg et al. [48]). Dies erhöht die Gesamteffizienz des Systems um einige weitere Prozentpunkte, was ein weiterer Grund ist, dass die Pumpwellenlänge so langwellig wie möglich gewählt werden sollte.

Analog dazu wurde auch ein 808-nm -Diodenlaser des gleichen Typs wie der

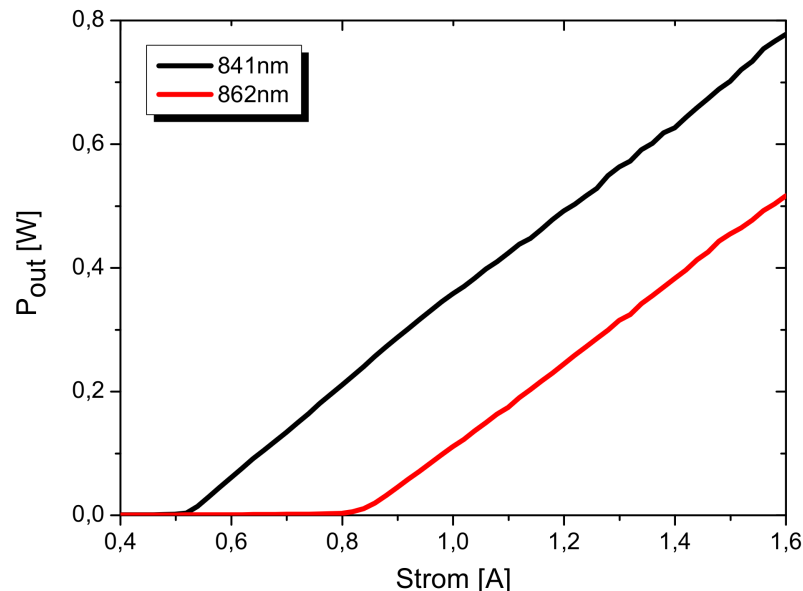


Bild 5.5: Ausgangsleistung des Pumplasers für 841 nm (-10°C) und 862 nm (60°C).

850-nm-Laser verwendet, um so eine bessere Vergleichbarkeit zwischen der Ausgangsleistung bei 808 nm und bei 840-860 nm sicherzustellen. Es war jedoch nicht möglich, einen durchgehenden Bereich von 808 nm bis 860 nm zu untersuchen.

Der Durchmesser des Pumpspots war in allen Fällen $100\mu m \cdot 140\mu m$ und wurde durch die Variation der Pumpwellenlänge nicht verändert. Damit können Effekte durch eine veränderte Anregungsdichte, wie sie Chernikov et al. [16] beobachten, vernachlässigt werden.

5.4 Effizienz des VECSELs bei längeren Pumpwellenlängen

Im Graphen 5.6 ist die Ausgangsleistung des VECSELs für Pumpwellenlängen von 808 nm, 841 nm und 862 nm über der Pumpleistung aufgetragen. Die Ausgangsleistung und die Effizienz des Lasers sind bei 841 nm erhöht. Die differentielle Effizienz η_{diff} des VECSELs erreicht 52%, was die höchste differentielle Effizienz aller Varianten ist, die in CW-Operationen gemessen wurde. Die Transmission des Spiegels beträgt 1.2% und die Temperatur der Wärmesenke 20°C. Auch die optische Effizienz η_{opt} steigt für 841 nm von 38% bei 808 nm auf 40% an. Dieser Anstieg wird auch durch die etwas niedrigere Schwelle begünstigt. Die Ausgangsleistung des Lasers ist für eine Pumpwellenlänge von 862 nm sehr ähnlich zu der Leistung mit dem 808-nm-Pumplicht. Damit ist die Absorption des Chips bei 862 nm noch ausreichend für einen Laserbetrieb mit der gleichen optischen Effizienz η_{opt} . In Graph 5.7 ist die differentielle Effizienz des VECSELs in Abhängigkeit von der Pumpwellenlänge aufgetragen. Zur besseren Vergleichbarkeit ist die differentielle Effizienz auf den η_{diff} -Wert von 808 nm normiert. Die differentielle Effizienz wurde als Vergleichsparameter gewählt, da sie am zuverlässigsten bestimmt werden kann. Die differentielle Effizienz ist bei 840 nm um 4% höher als bei 808 nm, sinkt aber stark mit länger werdender Wellenlänge, und bei ca. 852 nm ist der Vorteil verschwunden. Für noch längere Wellenlängen sinkt die differentielle Effizienz auf 96% des 808-nm-Wertes ab. Die optische Effizienz für 862 nm ist trotz der niedrigeren differentiellen Effizienz vergleichbar mit der optischen Effizienz für 808 nm. Dies liegt daran, dass die niedrigere Laserschwelle, wegen der höheren Anzahl der Pumpphotonen pro Watt, die reduzierte differentielle Effizienz kompensiert.

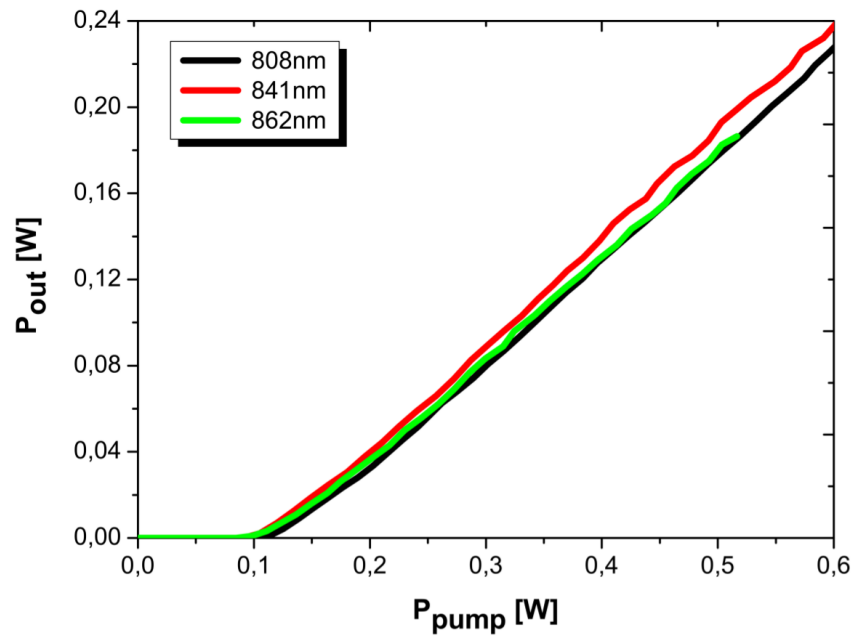


Bild 5.6: Kennlinien des VECSELs für die Pumpwellenlängen 808 nm, 841 nm und 862 nm bei 20°C. Die Transmission des Spiegels beträgt 1.2% und die Temperatur der Wärmesenke 20°C.

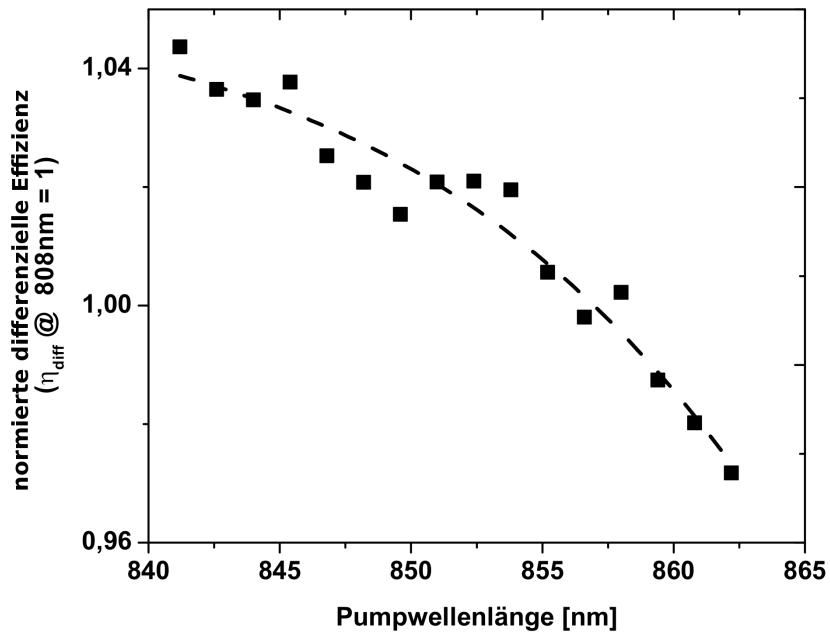


Bild 5.7: Auf $\eta_{diff}(808) nm = 1$ normierte differentielle Effizienz des VECSELs, aufgetragen über der Pumpwellenlänge.

5.5 Analyse der Absorption

Die vorherigen Angaben zur differentiellen Effizienz sind Absolutwerte und besitzen nur eine begrenzte Aussagekraft über die Absorptionseigenschaften des VECSELS für die verschiedenen Pumpwellenlängen. Um die Absorptionseigenschaften besser analysieren zu können, wird die Pumpleistung um verschiedene Einflüsse korrigiert.

Ein wichtiger Aspekt, der bis jetzt nicht berücksichtigt wurde, ist die Antireflexionsbeschichtung des Chips aus Siliziumnitrid. Diese Schicht hat für 808 nm unter einem Einfallswinkel von 45° eine Reflektivität von 3.6%. Die Reflektivität der Beschichtung reduziert sich für die längeren Wellenlängen von 862 nm auf 2.8%. Das Absinken der Schwelle des Lasers für langwelliges Pumplicht liegt auch daran, dass die Anzahl der Photonen pro Watt Pumpleistung ansteigt. Ein Watt entspricht bei einer Wellenlänge von 808 nm $4.0 \cdot 10^{18}$ Photonen pro Sekunde, bei 860 nm sind es aber $4.26 \cdot 10^{18}$ Photonen pro Sekunde. Daher wird die notwendige Ladungsträgerkonzentration für eine Besetzungsinversion bei einer niedrigeren Pumpleistung erreicht. Damit lässt sich aus der Reduktion der Laserschwelle jedoch nicht zwangsläufig auf eine unveränderte oder eine geringfügig niedrigere Absorption des VECSELS

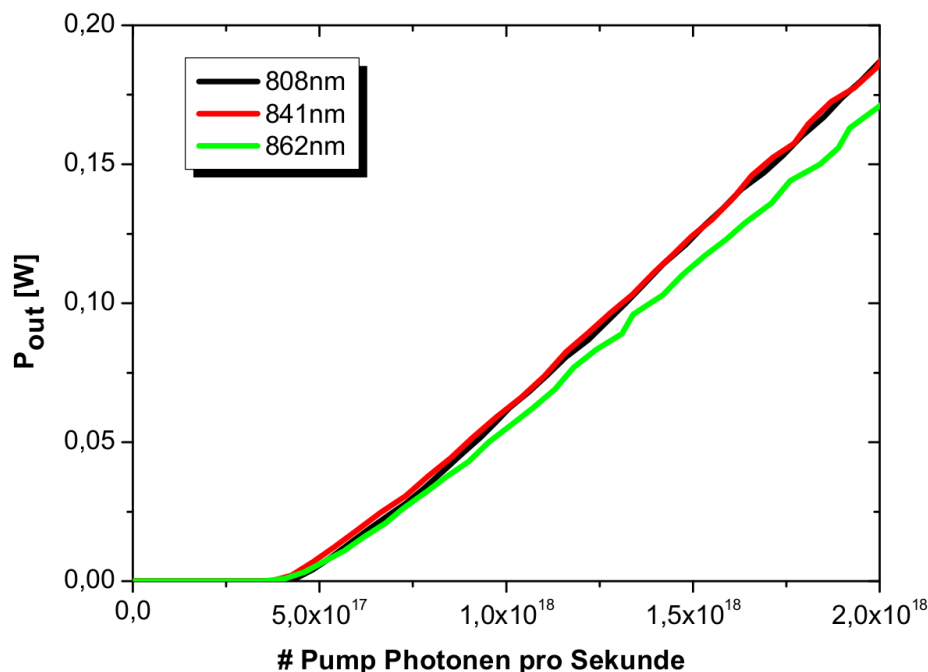


Bild 5.8: Ausgangsleistung des VECSELS für 20°C, aufgetragen über der Anzahl der Pumpphotonen pro Sekunde; bei 808 nm entsprechen 0.5 W $2.0 \cdot 10^{18}$ Photonen pro Sekunde.

schließen, da die höhere Anzahl an Pumpphotonen pro Watt eine Reduktion der Absorption überwiegt.

Um diese Effekte zu berücksichtigen, wird in Graph 5.8 die Ausgangsleistung des VECSELS über der Pumpphotonenzahl pro Sekunde aufgetragen. Außerdem wird die Pumpleistung um die Reflexivität der Antireflexionsbeschichtung korrigiert, um die Anzahl der in dem Chip induzierten Photonen zu erhalten. Die Zahl der induzierten Photonen ist nicht identisch mit der Zahl der in den QWs und GaAs-Schichten absorbierten Photonen, sondern unterscheidet sich durch die Anzahl der Photonen, die im Braggspiegel verloren gehen und an Störstellen absorbiert werden.

Die Emissionswellenlänge für die verschiedenen Pumpwellenlängen beträgt für eine Pumpleistung von 500 mW immer um die 1058 nm, und auch die Verschiebung der Wellenlängen mit der Pumpleistung ist im Rahmen der Messgenauigkeit gleich. Daher ist es möglich, diese Darstellung ohne weitere Umrechnungen zu benutzen. In Gleichung 5.3 ist die Ausgangsleistung in Abhängigkeit von $\eta_{p,diff}$, der Anzahl der Pumpphotonen pro Sekunde N_{pump} und N_{th} angegeben, wobei N_{th} die Anzahl der Pumpphotonen ist, die der Laserschwelle entspricht.

$$P_{out} = (N_{pump} - N_{th}) \cdot \eta_{p,diff} \cdot \frac{h \cdot c}{\lambda_{pump}} \quad (5.3)$$

Die Kennlinien für 808 nm und 841 nm liegen übereinander, was bedeutet, dass die optische photonische Effizienz $\eta_{p,diff}$ identisch ist. Jedoch lässt sich daraus nicht zwangsläufig folgern, dass auch die Absorption für die beiden Wellenlängen identisch ist, sondern nur, dass das Produkt aus Absorption und interner Konversion identisch ist. Für 862-nm-Pumplicht ist die differentielle Effizienz bezogen auf die Pumpphotonen $\eta_{p,diff}$ signifikant schlechter, da für diese Wellenlänge die Absorption deutlich niedriger ist. In Graph 5.9 ist die differentielle Effizienz des VECSELS bezogen auf die Pumpphotonenzahl $\eta_{p,diff}$ in Abhängigkeit von der Wellenlänge aufgetragen. Zur besseren Vergleichbarkeit ist die differentielle Effizienz auf den Wert von 808 nm normiert: $\eta_{p,diff}(808nm) = 1$. In dieser Auftragung liegt der Wert für 841 nm knapp bei eins, die normierte differentielle Effizienz sinkt jedoch sehr schnell ab und erreicht bei 862 nm nur noch 0.9.

Aus dem normierten Wert $\eta_{p,diff}$ lässt sich abschätzen, wie stark sich die Absorption im Vergleich zu 808 nm geändert hat. Im Falle einer perfekten, von der Wellenlänge unabhängigen Absorption würde die normierte differentielle Effizienz leicht über eins liegen, da durch die geringere Lasttemperatur bei längeren Pumpwellenlängen die differentielle Effizienz größer wird. Diese Werte passen gut zu der berechneten Absorption aus Graph 5.4, für ca. 862 nm ergibt sich jeweils ein Wert von rund 90%. Dazu muss angemerkt

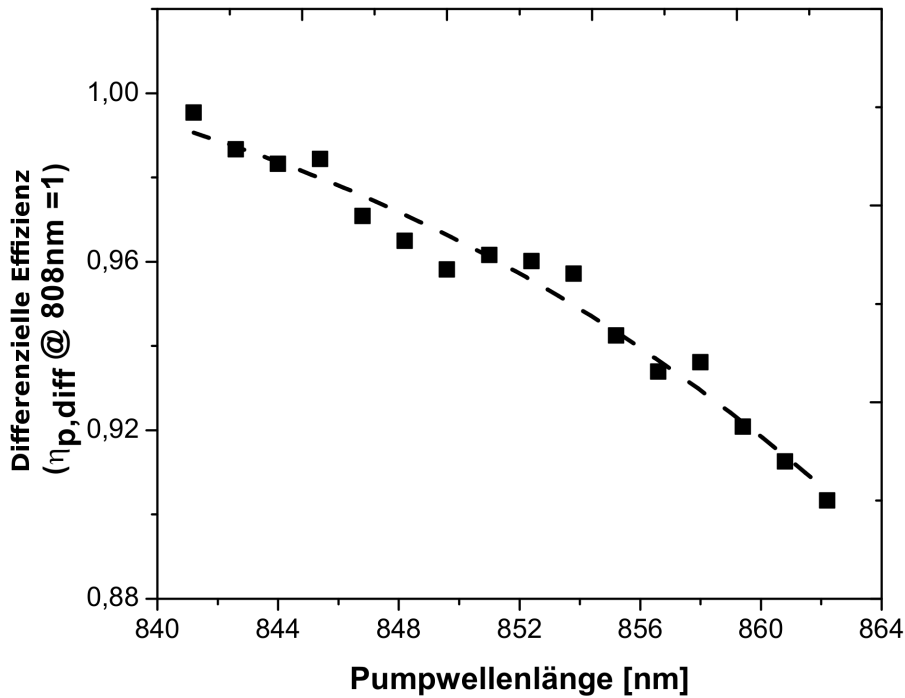


Bild 5.9: Differenzielle Effizienz des VECSELs bezogen auf die Pumpphotonen $\eta_{p,diff}$, korrigiert um die Reflektivität der AR-Beschichtung und normiert auf $\eta_{p,diff}(808nm) = 1$, aufgetragen über der Pumpwellenlänge.

werden, dass aus $\eta_{p,diff}$ nur eine obere Grenze für die Absorption sicher abgeschätzt werden kann, weil die interne Effizienz des VECSEL möglicherweise von der Pumpwellenlänge abhängt.

5.6 Variation der Absorberdicke

Um die wellenlängenabhängige Absorption des Pumplichtes besser zu verstehen, wird der Einfluss der Pumpwellenlänge auf die Ausgangsleistung des VECSELs für verschiedene Absorberdicken bestimmt. Neben dem Standardchip wurden zwei weitere Chips untersucht, ein Chip mit einem um 15% dickeren GaAs und ein VECSEL mit einem um 27% dickeren Absorber. Dazu wurden die vorhandenen GaAs-Schichten um Schichten mit einer Dicke von $\lambda/2$ (für die Emissionswellenlänge) also ca. 150 nm verlängert. Für diese drei Strukturen wurde die Absorption des Pumplichtes in Abhängigkeit von der Wellenlänge wie zuvor berechnet, die Resultate sind in Graph 5.10 dargestellt. Als Chiptemperatur wurde für diese Berechnungen 50°C gewählt,

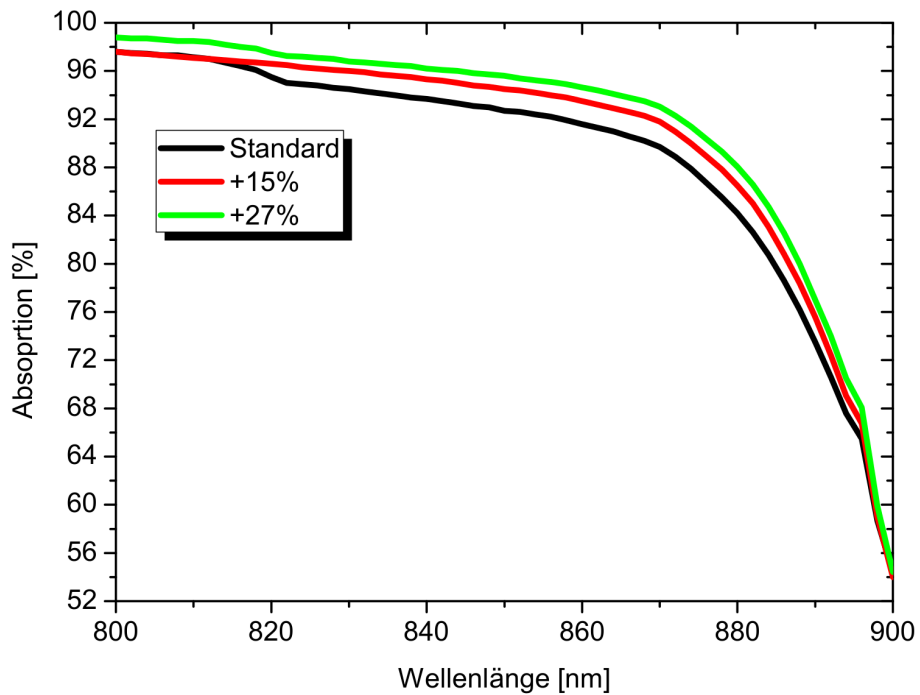


Bild 5.10: Berechnete Absorption des Pumplichtes in der aktiven Zone des VECSELs bei 50°C für drei verschiedene Absorberdicken: für die Standardvariante des Chips sowie für die VECSEL mit um 15% und mit um 27% dickeren Absorbern.

um den Einfluss der höheren Betriebstemperatur beim Pumpen des Lasers mit zu berücksichtigen. Im Wellenlängenbereich um 800 nm erhöht sich die Absorption des Pumplichtes leicht um ca. 1%, da die Standarddicke schon ausreichend ist, um das Pumplicht zu absorbieren. Für 865 nm steigt die Absorption von ca. 90,8% des Pumplichtes für die Standardstruktur auf 92,8% für den Chip mit einer um 15% dickeren GaAs-Schicht an. Für den Chip mit den dicksten Absorbern beträgt die Absorption laut den Berechnungen 93,2%. Die Gesamtaborption lässt sich trotz der dickeren Schichten nur wenig steigern, da schon der größte Teil des Lichtes absorbiert wird.

In Bild 5.11 ist die normierte differentielle Effizienz η_{diff} für die drei verschiedenen Absorberstrukturen über der Pumpwellenlänge aufgetragen. Die differentielle Effizienz des VECSELs mit den dicksten GaAs-Absorbern ist ab 855 nm höher als die Effizienz der dünneren Chips. Um 845 nm ist η_{diff} des VECSELs mit den um 27% dickeren GaAs-Absorbern etwas niedriger, zeigt aber insgesamt eine geringere Abhängigkeit von der Pumpwellenlänge. Auch der Chip mit dem um 15% dickeren GaAs zeigt bis 860 nm eine bes-

sere differentielle Effizienz als der Standard-VECSEL, jedoch nicht besser als die Variante mit der um 27% dickeren GaAs-Schicht. In allen Fällen ist die differentielle Effizienz bei 860 nm nicht höher als für 840 nm, da die reduzierte Absorption des Pumplichtes nicht vollständig durch die dickeren GaAs-Schichten ausgeglichen werden kann.

Der Graph 5.12 zeigt die Pumpwellenabhängigkeit der differentiellen Effizienz $\eta_{p,diff}$ bezogen auf die Pumpphotonenzahl und korrigiert um die Reflektivität der AR-Beschichtung für die drei verschiedenen Chipvarianten. Der VECSEL mit den um 27% dickeren GaAs-Absorbern wird erst ab 855 nm leicht besser in der Gesamtaborption als die mittlere Variante. Daraus lässt sich ableiten, dass die dickeren Varianten erst ab 850 nm mehr Licht absorbieren als die Standardvariante. Die mittlere Variante besitzt daher eine ausreichende Dicke, um den VECSEL auch mit längerwelligen Pumplicht effizient zu betreiben; der Gewinn an Effizienz durch die dickste Variante ist vernachlässigbar.

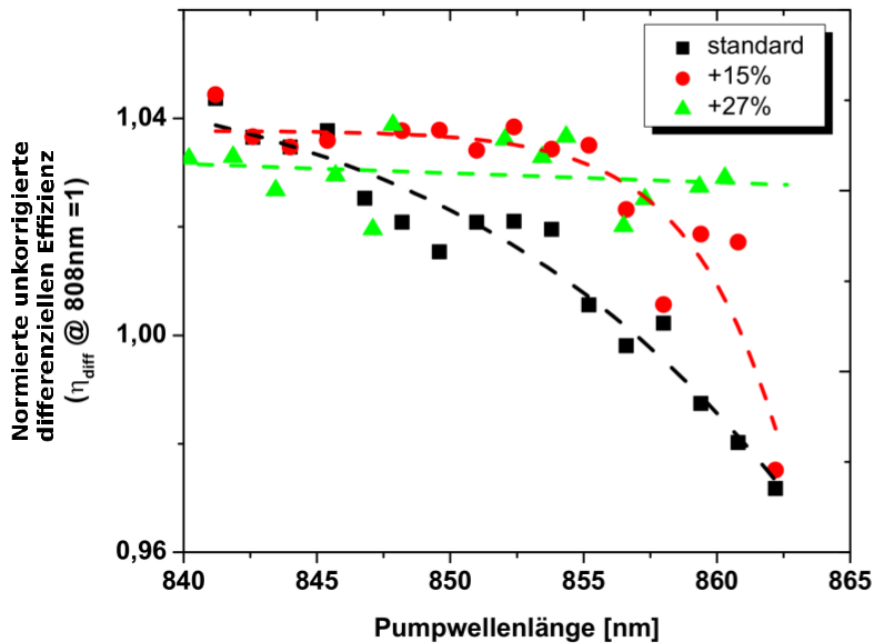


Bild 5.11: Normierte unkorrigierte differentielle Effizienz η_{diff} des VECSELs, aufgetragen über der Pumpwellenlänge für drei verschiedene Absorberdicken.

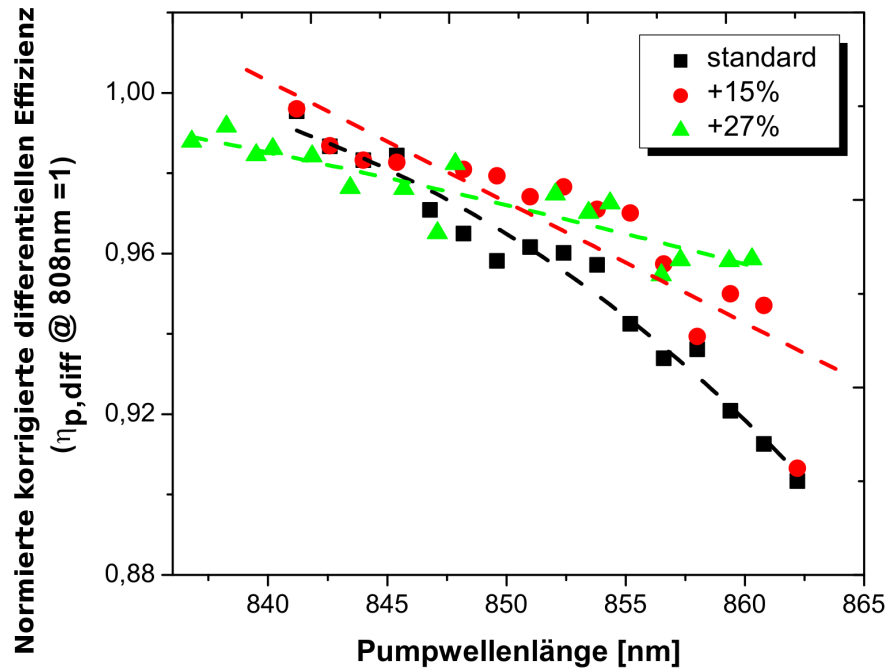


Bild 5.12: Normierte differentiellen Effizienz des VECSELs $\eta_{p,diff}$ korrigiert um die Reflektivität der AR-Beschichtung und der Photonenzahl., aufgetragen über der Pumpwellenlänge für drei verschiedene Absorberdicken.

5.7 Pulsbetrieb des Pumplasers

Die Temperatur des VECSELs hat einen entscheidenden Einfluss auf die Absorption des Pumplichtes, da sich die Bandlücke der GaAs-Absorber und der anderen Materialien mit steigender Temperatur rot verschiebt. Daher wurden in diesem Abschnitt die Pumplaser gepulst betrieben, um eine Erwärmung des VECSEL-Chips zu verhindern. Zusätzlich wurde die Temperatur des VECSELs variiert, um die Verschiebung der Bandlücke und deren Einfluss gezielt zu analysieren. Der Pumplaser wird mit einer Frequenz von 1 kHz betrieben, die Pulslänge beträgt $1\mu s$, womit sich ein Duty Cycle von 1% ergibt.

In dem Graphen 5.13 ist die normierte (aber unkorrigierte) differentielle Effizienz η_{diff} des Standard-VECSELs für eine Chiptemperatur von 20°C, 40°C und 50°C über der Pumpwellenlänge aufgetragen. Es wurde neben dem 850-nm- auch ein 808-nm-Diodenlaser verwendet, um so einen größeren spektralen Bereich abzudecken.

Die Normierung der differentiellen Effizienz erfolgt auf den gemittelten Wert für die differentielle Effizienz zwischen 806 nm und 810 nm, bei jeder Tem-

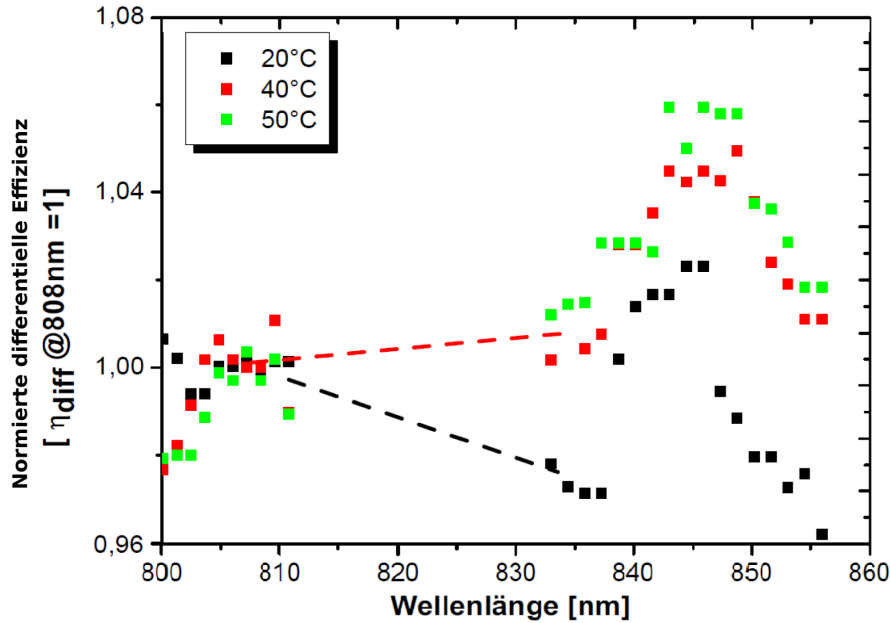


Bild 5.13: Differentielle Effizienz des auf 808 nm normierten Standard-VECSELs η_{diff} , aufgetragen über der Pumpwellenlänge im Pulsbetrieb für 20°C, 40°C und 50°C.

peratur einzeln. Die maximale Effizienz wird im Bereich von 846 nm erzielt, für 20°C wird eine Verbesserung um 2% gemessen. Bei einer Erhöhung der Temperatur steigt dieser Gewinn auf knapp 5% an und verschiebt sich leicht ins Langwellige. Für 50°C steigt die Effizienz langsam über den untersuchten Wellenlängenbereich von 98% für 800 nm auf 105% für 848 nm an.

Da der Wellenlängenbereich um 825 nm nicht gemessen wurde, ist eine vollständige Erklärung des Effekts nicht möglich. Die wahrscheinlichste Erklärung für das gemessene Verhalten ist die Temperaturabhängigkeit der Absorption des Pumplichtes. Mit steigender Temperatur verschiebt sich die Bandlücke ins Langwellige und der Absorptionskoeffizient wird größer. Daher steigt die Absorption insbesondere bei längeren Pumpwellenlängen stark mit der Temperatur an und die differentielle Effizienz des VECSELs nimmt entsprechend zu. Damit lässt sich aber nicht die Form des Peaks bei 848 nm erklären. Vermutlich wird bei dieser Wellenlänge die Absorption durch die RPG-Struktur leicht resonant verstärkt. Eine Erklärung steht noch aus.

5.8 Schlussfolgerungen

Die differentielle Effizienz η_{diff} des VECSELS liegt für 808-nm-Pumplicht und 1.2% Spiegeltransmission bei 50%. Diese Effizienz kann durch Verwendung von Pumplicht, das langwelliger ist und somit den Quantendefekt reduziert, weiter verbessert werden. Für Pumplicht mit einer Wellenlänge von 841 nm kann ein η_{diff} von 52% erreicht werden. Diese exzellente Effizienz wird trotz einer zwangsläufigen Reduktion der Absorption des Pumplichtes in der aktiven Zone des Chips erreicht. Im Umkehrschluss bedeutet dies, dass die Absorber für 808 nm dicker sind, als für diese Wellenlänge nötig wäre. Pumplicht mit einer Wellenlänge über 841 nm kann nur in Kombination mit dickeren Absorbern verwendet werden. Durch die dickeren GaAs-Absorberschichten reduzieren sich die Verluste bei der Verwendung von langwelligem Pumplicht. Mit diesen Chipvarianten kann Pumplicht mit 860 nm verwendet werden, jedoch ist dies nicht mit einer weiteren Verbesserung der Effizienz des VECSELS verbunden.

Kapitel 6

Analyse der optischen Verstärkung des VECSELs

Mehr Licht !..... Wolfgang Goethe

Die Laserschwelle, die Emissionswellenlänge und auch das Temperaturverhalten des Lasers werden durch die Art der Verstärkung des Laserlichtes in der aktiven Zone des Chips bestimmt. Daher ist eine genaue Kenntnis der optischen Verstärkung und seiner Abhängigkeiten für eine umfassende Analyse und Optimierung des Lasersystems zwingend erforderlich, insbesondere wenn die Verstärkung auf weitere optische Elemente wie zum Beispiel einen nichtlinearen optischen Kristall abgestimmt werden muss. In diesem Kapitel werden verschiedene Methoden zur Messung der optischen Verstärkung eingeführt und eine eigene Vorgehensweise wird entwickelt, die auf der Chipreflexion basiert.

6.1 Standardmethoden zur Bestimmung der optischen Verstärkung

Zur Bestimmung der Verstärkung gibt es verschiedene etablierte Methoden, welche für kantenemittierende Laserdioden entwickelt wurden. Deshalb können sie nicht einfach zur Bestimmung der optischen Verstärkung beim VECSEL übernommen werden. So folgt z.B. aus einer einfachen Verlängerung des Resonators keine Veränderung der Verstärkung, da die RPG d.h. die aktive Zone nicht verändert wird. Eine dickere aktive Zone kann nur durch zusätzliche QWs realisiert werden, was aber den Resonanzeffekt verändert und damit keinen einfachen Rückschluss auf die Verstärkung der einzelnen QWs ermöglicht.

6.1.1 Variation der Spiegeltransmission

Eine Möglichkeit zur Abschätzung der optischen Verstärkung folgt aus Gleichung 1.24. Die Verstärkung des VECSELs muss die Transmission des Resonatorspiegels kompensieren. Jedoch lässt sich die optische Verstärkung durch eine Variation der Transmission nur grob charakterisieren, da nur eine begrenzte Auswahl von Spiegeln d.h. von Transmissionen zu Verfügung steht. Des Weiteren ist die Analyse im Laserbetrieb auf die maximale Verstärkung und auf Werte oberhalb der Laserschwelle beschränkt. Die Vermessung eines ganzen Verstärkungsspektrums ist daher nicht möglich. In Bild 6.1 werden die Schwelle und die Emissionswellenlänge (an der Laserschwelle) über der aus der Transmission des Spiegels bestimmten optischen Verstärkung aufgetragen. Die Werte stammen aus der Spiegelserie aus Kapitel 3.4, der untersuchte Chip ist ein Standardchip. Die Laserschwelle steigt, wie nach dem Verstärkungsmodell vorhergesagt, mit der Transmission an. Werden die Laserswellen an das Modell angefügt, ergibt sich eine Transparenzleistung P_{tr} von ca. 100 mW. Dieser Wert hängt aber auch von der Emissionswellenlänge des Lasers ab. Was nicht erwartet wurde, ist die klare Verschiebung der Wellenlänge ins Kurzwellige bei einer Zunahme der Transmission. Dies Effekt ist besonders stark, da mit steigender Schwelle auch die Temperatur des Chips aufgrund der höheren Verlustleistung ansteigt, was eigentlich eine Rotverschiebung der Emissionswellenlänge verursachen müsste. Diese Blauverschiebung wird in den nachfolgenden Messungen genauer diskutiert.

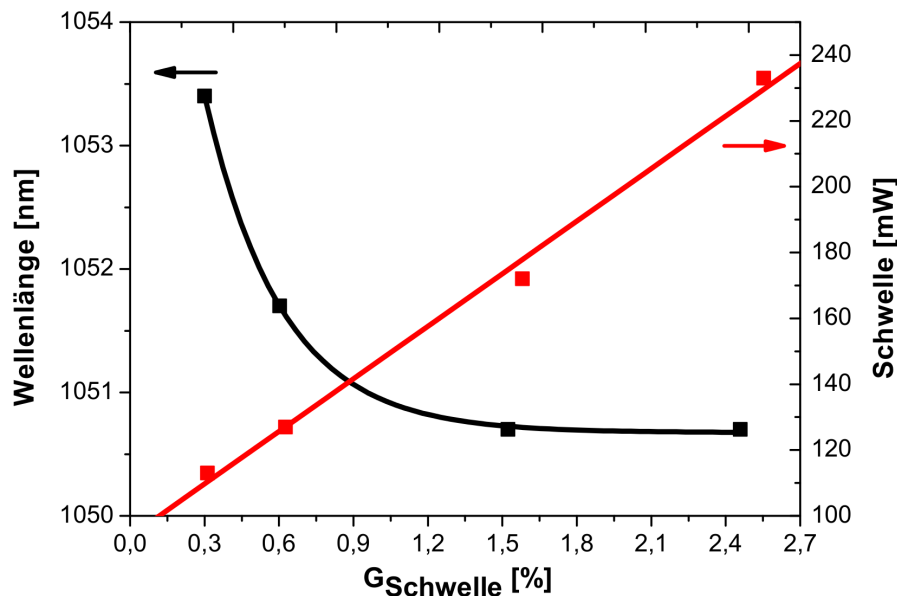


Bild 6.1: Laserschwelle (rot) und Emissionswellenlänge (schwarz) ,an der Laserschwelle, aufgetragen über die Transmission des Spiegels (optische Verstärkung).

6.1.2 Bestimmung der spektralen Breite

Die spektrale Breite der optischen Verstärkung kann über die Verstellung der Emissionswellenlänge abgeschätzt werden. Dazu wird ein optisches Element, z.B. ein BIFI (*birefringent filter*), im Resonator verwendet, das die Emissionswellenlänge manipuliert. Die spektrale Breite ist als Abstand zwischen der kürzesten und der längsten Emissionswellenlänge, die einstellbar sind, definiert.

Die Breite der optischen Verstärkung (Transmission des Spiegels plus Verluste durch das BIFI's) kann damit relativ zuverlässig bestimmt werden. Jedoch ist die Höhe der Verstärkung unsicher. Neben der optischen Verstärkung kann auch die spektrale Position der Verstärkung abgestimmt werden. Die optische Verstärkung muss in diesem Fall nicht nur die Verluste durch die Transmission des Spiegels, sondern auch die Verluste des BIFIs kompensieren. Diese Verluste betragen ca. 0.5% (siehe Abschnitt 3.6.1), sie sind aber ein Näherungswert, da die Dämpfung des BIFIs stark von der Neigung und der Ausleuchtung des BIFIs abhängt. So können bei gleicher Wellenlänge durchaus stärkere Verluste auftreten. Durch die Verwendung von Spiegel mit verschiedenen Transmissionen kann die Breite der Verstärkung in Abhängigkeit von der Höhe bestimmt werden. Graph 6.2 zeigt mögliche Wellenlängen bei

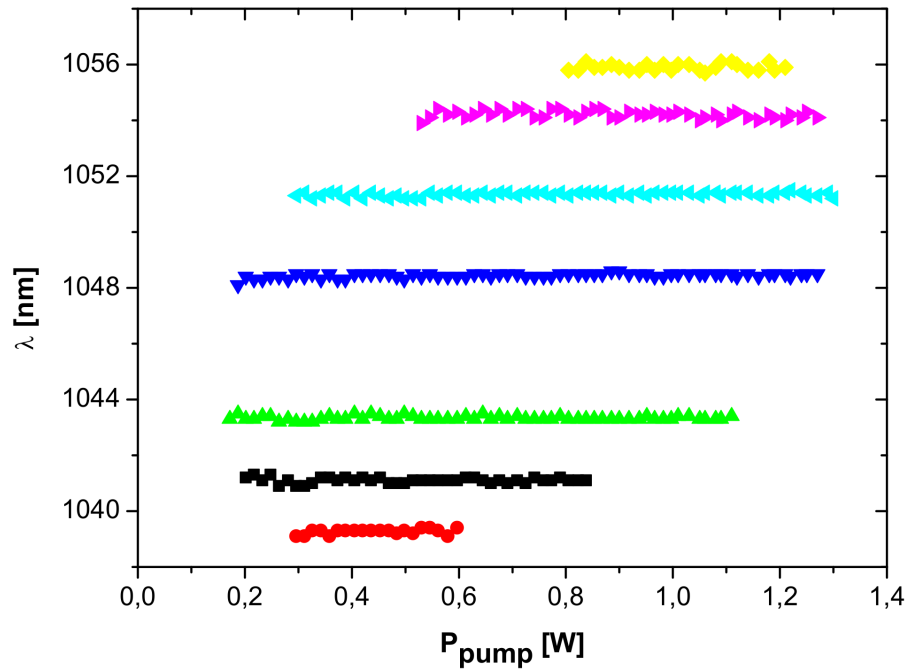


Bild 6.2: Einige der möglichen Emissionswellenlängen des VECSELs, eingestellt über ein BIFI mit einem Verlust von 0.5% bei einer Spiegeltransmission von 2.4%.

einer festen optischen Verstärkung von ca. 3%, die Transmission des Spiegels beträgt 2.4% und die Verluste des BIFIs 0.5%. Aus dem Abstand zwischen der längsten (1056 nm) und kürzesten (1039 nm) Emissionswellenlänge lässt sich die Breite des Verstärkungsspektrums zu 17 nm ablesen. Die spektrale Breite der optischen Verstärkung in Abhängigkeit von der Auskopplung und den Verlusten des BIFIs, d.h. von der Höhe der Verstärkung, ist in Graph 6.3 gezeigt. Die spektrale Breite wird dabei für größere Verstärkung schmaler. Dies lässt sich mit der grob gaußförmigen Gestalt der spektralen Kurve der Verstärkung erklären (siehe dazu Abschnitt 1.7.1 über die Simulationen der optischen Verstärkung).

Der Verlauf der Laserswellen (siehe Graph 6.4) besitzt ein eindeutiges Minimum und ähnelt den Verläufen der Laserschwelle in Kapitel 3.7. Für 3.0% ist das Minimum von 200 mW bei 1046 nm in der Kurve relativ gut ausgeprägt; für niedrigere Verstärkungswerte wird sie breiter, da diese niedrigen Werte im unteren Teil der Gaußkurve erreicht werden, die deutlich breiter ist als die Spitze. Die Asymmetrie in der Schwelle zwischen der kurzen und der langwelligen Seite wird durch die Erwärmung des Chips verursacht. Wegen der Rotverschiebung des VECSELs durch die steigende Temperatur kann die kurzwellige Emission nur bei niedriger Pumpleistung auftreten, sodass das

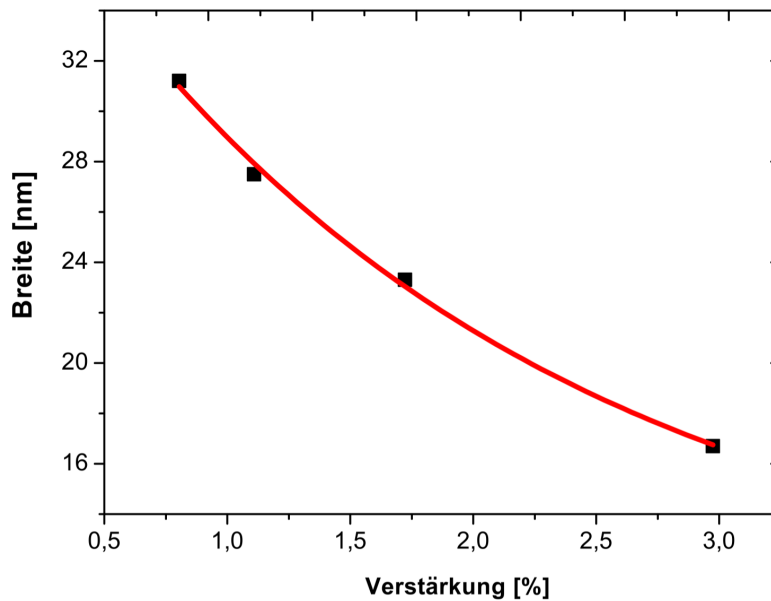


Bild 6.3: Spektrale Breite der optischen Verstärkung in Abhängigkeit von der Höhe der Verstärkung.

thermische Überrollen für diese Wellenlänge am niedrigsten ist.

6.1.3 Vor- und Nachteile

Der wichtigste Vorteil der eben beschriebenen Methodik ist ihre einfache Realisierbarkeit. Allerdings ist mit ihnen eine umfassende Analyse des Spektrums der optischen Verstärkung nicht möglich, da nur die maximale Verstärkung bzw. die optische Verstärkung der Emissionswellenlänge messbar ist. Zur Bestimmung der optischen Verstärkung unterhalb der Laserschwelle kann die Variation des Spiegels nicht herangezogen werden, verwenden lässt sich aber z.B. die Methode von Hakki et al. [72]. Sie beruht auf der Analyse der Longitudinalmoden der spontanen Emission des Lasers unterhalb der Laserschwelle. Das Spektrum der stimulierten Emission ist moduliert und besitzt eine ausgeprägte Struktur von Minima und Maxima. Die Extrema des Spektrums korrespondieren mit der destruktiven bzw. konstruktiven Interferenz des im Resonator zwischen den Resonator hin und her reflektiertem Licht. Das Verhältnis der Intensität des Maximums zum passenden Minium ist proportional zur optischen Verstärkung. Aber auch dies ergibt nur ein eindimensionales Bild, da nur die maximale Verstärkung unterhalb der Laserschwelle bestimmt werden kann. Für eine umfassendere Untersuchung muss daher ein

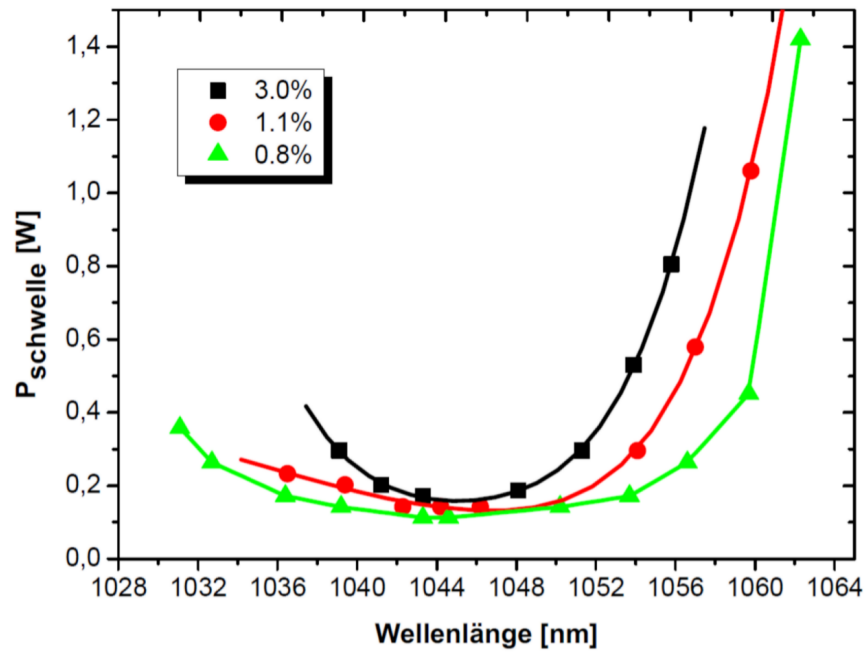


Bild 6.4: Laserschwelle des VECSELs in Abhängigkeit von der eingestellten Wellenlänge für verschiedene Werte der Verstärkung.

anderer Ansatz gewählt werden, um die optische Verstärkung über einen großen Parameterbereich messen zu können.

6.2 Bestimmung der optischen Verstärkung über die Chirpreflexion

Als Kombination aus Braggspiegel und RPG ist der VECSEL-Chip ein aktiver Spiegel, d.h., seine Reflektivität hängt von der Ladungsträgerkonzentration in den Quantum Wells ab. Die Reflektivität des VECSELs ist gleichzusetzen mit dem Quotienten $\frac{I}{I_0}$, woraus folgt, dass sie kleiner als eins ist, wenn das einfallende Licht in den unzureichend gepumpten Quantum Wells absorbiert wird. Falls der VECSEL ausreichend gepumpt ist und sich damit eine Besetzungsinversion einstellt, wird das einfallende Licht durch die stimulierte Emission verstärkt. Dadurch wird die Reflektivität des Chips größer als eins und es ergibt sich eine positive optische Verstärkung.

Die Verluste der optischen Komponenten des Messplatzes wurden mithilfe eines Braggspiegels bestimmt und betragen 0.2% (siehe Kapitel 2.2). Die gemessenen Werte müssen um diese Verluste korrigiert werden, die Umrechnung erfolgt entsprechend mit Formel 6.1 und dem Kalibrationsfaktor $\kappa = 0.2\%$. In Kapitel 1.2 finden sich die Herleitung der Formel sowie die erweiterten theoretischen Grundlagen.

$$(1 - \kappa)^{-1} \cdot \frac{P_{\text{reflektiert}}}{P_{\text{einfallend}}} = \frac{I}{I_0} = (G(P) + 1) \quad (6.1)$$

Die Verwendung einer externen Lichtquelle ermöglicht es, einen deutlich größeren Parameterraum abzudecken als bei der Bestimmung der optischen Verstärkung im Laserbetrieb. Es stellen sich aber gleichzeitig Anforderungen an die externe Lichtquelle. Im Prinzip wäre zwar auch eine nichtkohärente Quelle möglich, da aber sowohl eine hohe Strahlqualität als auch eine gute Fokussierbarkeit für die Quelle gefordert werden, wird ein durchstimmbarer Laser verwendet. Ein weiterer Grund ist die bessere Vergleichbarkeit mit dem Laserbetrieb, der bislang im Fokus stand. Derselbe Ansatz zur Bestimmung der optischen Verstärkung des VECSEL-Chips wird, auch von Borgentun et al. [73] und von Mangold et al. [74] verwendet. Die Beschreibung und der Aufbau des Messplatzes finden sich in Kapitel 2.2.

6.2.1 Vormessungen

Die Messung der optischen Verstärkung erfolgt in zwei Schritten. Zunächst wird die absolute Reflektivität bzw. Absorption des Chips im ungepumpten Zustand bestimmt, um als Referenzwert zu dienen. Anschließend wird die relative Änderung der Reflektivität mit der Pumpleistung gemessen. Wenn der Chip nicht gepumpt wird, ist die Reflektivität von der Absorption der

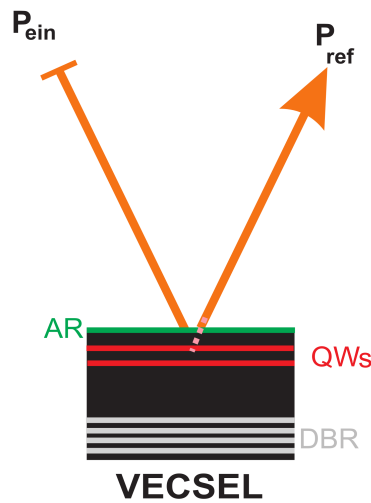


Bild 6.5: Prinzip der Messung: Licht, das auf den VECSEL fällt, wird vom Braggspiegel reflektiert. Dabei durchquert es die QWs, in denen es entweder verstärkt oder absorbiert wird, zweimal (mit unterschiedlicher Amplitude).

QWs und der Transmission des Braggspiegels festgelegt. Diese Referenzwerte dienen dazu, die Verstärkung zu kalibrieren, insbesondere die Transparenzleistung. Bei der Messung der Verstärkung und auch bei der Wahl der Tastleistung stand eine gute Vergleichbarkeit mit den Lasermessungen im Vordergrund. Durch die Beschichtung wird sichergestellt, dass die Messung nicht von der Reflexion durch den Brechungsindexsprung an der Chipoberfläche beeinflusst wird.

Da die Oberfläche des Chips nicht frei von Verunreinigungen und Unebenheiten ist, beeinflussen auch diese die Reflektivität durch Streuung und Absorption. Dieser Effekt wird im Weiteren jedoch vernachlässigt, da er nicht nur bei den Messungen der optischen Verstärkung, sondern auch im normalen Laserbetrieb auftritt.

In Bild 6.6 ist die Referenzmessung des ungepumpte VECSEL-Chips in Abhängigkeit von der Wellenlänge des Tastlasers und der Temperatur angegeben, diese Werte für die optische Verstärkung entsprechen der Absorption des Chips. Bei 20°C ist die Absorption für Wellenlängen, die länger als 1048 nm sind, im Bereich von -1.0% nahezu konstant. Für kürzere Wellenlängen steigt die Absorption stark an und erreicht fast -10% bei 1036 nm. Bei einer Erhöhung der Temperatur auf 40°C wird die Absorption deutlich stärker, in erster Linie für lange Wellenlängen. Für 1054 nm steigt die Ab-

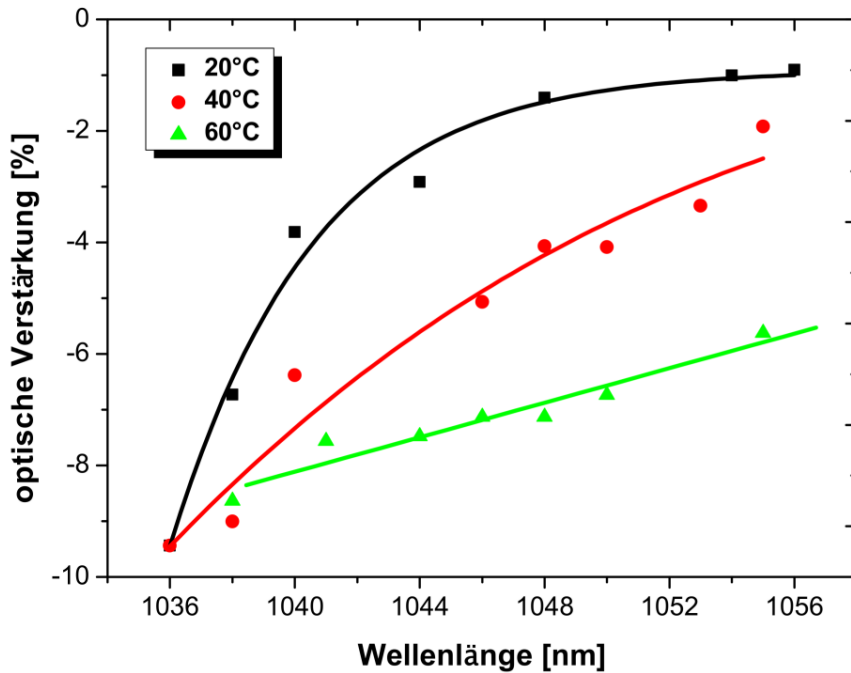


Bild 6.6: Absorption des VECSELs (negative Verstärkung) für verschiedene Wellenlängen bei 20°C, 40°C und 60°C und eine Tastleistung von ca. 64 mW.

sorption von ca. -1.0% bei 20°C auf ca. -2.5% bei 40°C an, bei 1040 nm von ca. -4.4% auf ca. -7.4%. Die so bestimmten Werte sind für eine klassische Absorption zu hoch und die Änderung ist zu stark. Der Grund dafür ist, dass die Absorption für den untersuchten Wellenlängenbereich von der RPG-Struktur bestimmt ist. Die resonante Anordnung der QWs erhöht nicht nur die optische Verstärkung, sondern steigert auch die Absorption überproportional. Daher ist die Absorption höher als beim Bulkmaterial, ist sie doch deutlich niedriger als die Absorption, die von Borgentun et al. [73] in einem vergleichbaren Ansatz gemessen wurde. Borgentun et al. analysiert in ihrer Arbeit einen ungepumpten VECSEL mit einem vergleichbaren Aufbau jedoch für eine Zielwellenlänge von 980 nm und fanden eine Absorption von bis zu 30%. Der Grund für die Abweichung ist, dass in Graph 6.6 der Chip bei einer Tastleistung von ca. 64 mW vermessen wurde. Der Chip wird damit schwach gepumpt, d.h., einige Zustände in den QWs werden aufgefüllt und es entstehen freie Ladungsträger. Auch wenn die absorbierte Tastleistung etwas mehr als eine Größenordnung unterhalb der Transparenzleistung des VECSELs liegt, kann diese die Absorption durch die Erzeugung von einigen wenigen Ladungsträgern beeinflussen.

Um die Absorption im wirklichen ungesampten Zustand d.h. ohne den Einfluss der Tastleistung abzuschätzen, wird die Absorption in Graph 6.7 in Abhängigkeit von der Tastleistung P_λ bei einer konstanten Tastwellenlänge von 1048 nm für 20°C, 40°C und 60°C angegeben. Die Messung wird leider für Tastleistungen, die kleiner als 10 mW sind, extrem unzuverlässig und ist daher nicht vollständig reproduzierbar, siehe dazu Abschnitt 2.2.1 über die Fehlerabschätzung der Messung. Daher konnte die Messung mit der Variation der Tastleistung erst ab 10 mW beginnen. Die Absorption ist für niedrigere Tastleistungen bei 40°C und 60°C zum Teil deutlich größer und erreicht Werte von bis zu 14%. Dies ist deutlich näher an den 30% von Borgentun et al., weiterhin ist zu beachten das die 30% für eine Wellenlänge (ca. 965 nm) gemessen wurde, die bezogen auf die Emissionswellenlänge (ca. 995 nm) sehr kurz ist und damit stärker absorbiert wird. Auffällig ist, dass für 20°C die Absorption im Rahmen der Messtoleranz konstant ist, aber für die höheren Temperaturen sich mit der Leistung stark ändert. Die Bandkante der In-GaAs QWs liegt ungefähr bei 1042 nm, was abgeleitet werden kann aus dem Maximum der PL Peak aus Bild 5.1. Wobei sich die Bandkante für höhere Temperatur langwellig verschiebt. Durch die Erwärmung verschiebt sich die

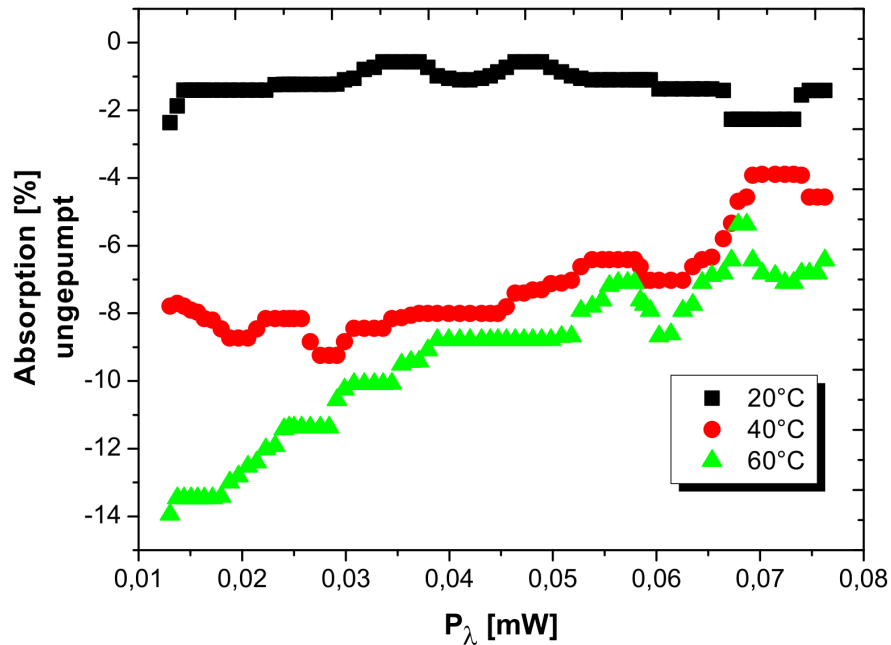


Bild 6.7: Einfluss der Tastleistung für 1048 nm auf die Absorption bei 20°C, 40°C und 60°C.

Resonanz der RPG und die spektrale Emission der QWs ins langwelliger und die Absorption steigt stark an.

Eine Erklärung für die starke Absorption, die bei den niedrigen Tastleistungen gemessen wurde, ist die Anregung von Exzitonen in den InGaAs Quanten Wells, siehe Borgentun et al. [73]. Der befindet sich in der Nähe der Bandkante und die Absorption durch den Exzitonenpeak kann sehr stark sein. Eine solche Anregung von Exzitonen konnte von Klar et al. [26] auch im Reflexionsspektrum eines VCSEL bei 300 K gemessen werden.

Für lange Wellenlängen und 20°C ist keine Exzitonen Anregung zusehen jedoch wird sie erkennbar bei steigender Temperatur, da sich die Anregung der Exzitonen ins langwellige verschiebt. Bei kürzer Wellenlängen, unter 1042 nm, ist dieser schon bei 20°C vorhanden, schwächt sich mit steigender Temperatur dann aber leicht ab.

Durch die Erzeugung von Ladungsträgern, wegen der geringfügigen Absorption des Tastlasers in den QWs, wird die Exzitonenanregung abgeschirmt und die Absorption wird reduziert, siehe dazu Ping et al. [75]. Aus dem logarithmischen Modell der optischen Verstärkung 1.26 ist die starke Änderung ableitbar, da die Änderung der Verstärkung bzw. der Absorption für kleine Pumpleistungen divergiert. Allerdings ist die Gültigkeit des logarithmischen Modells für kleine Tastleistungen insbesondere für die Exzitonenanregung fraglich, da Exzitonen in der zugrunde liegende Theorie nicht berücksichtigt werden.

Es steht zu erwarten, dass sich die Absorption mit steigender Tastleistung weiter verringert, bis der Chip die Transparenz erreicht, wofür aber wegen der geringen Absorption eine Tastleistung von mehreren Watt benötigt wird. Eine Besetzungsinversion und damit eine endliche positive Verstärkung kann aber durch das Pumpen mit 1048 nm nicht erreicht werden, da mit Erreichen der Transparenz keine weiteren Zustände durch Absorption besetzt werden können.

Da also die zur Kalibrierung dienende grundlegende Messung 6.6 von der Tastleistung abhängt, müsste für jede Tastleistung eine eigene Absorptionskurve zur Kalibration erstellt werden. Dies wurde jedoch unterlassen, da einerseits die Messungen unterhalb von 20 mW nicht verlässlich genug sind (siehe Abschnitt 2.2.1). Andererseits ist das Ziel der Messung der Verstärkung eine hohe Vergleichbarkeit mit der Schwelle im Laserbetrieb bzw. mit dem Laserbetrieb im Allgemeinen. Daher wurde als Tastleistung der höchste Wert verwendet, der verlässlich eingestellt werden konnte. Um ein stabiles Messergebnis zu erreichen, wird die optische Verstärkung im weiteren Verlauf bei einer Tastleistung von ca. 64 mW bestimmt. Bei dieser Leistung ist die Exzitonen Anregung zuverlässig für den ganzen untersuchten Wellenlängen- und Temperaturbereich abgeschirmt. Die Tastleistung ist vergleichbar mit den

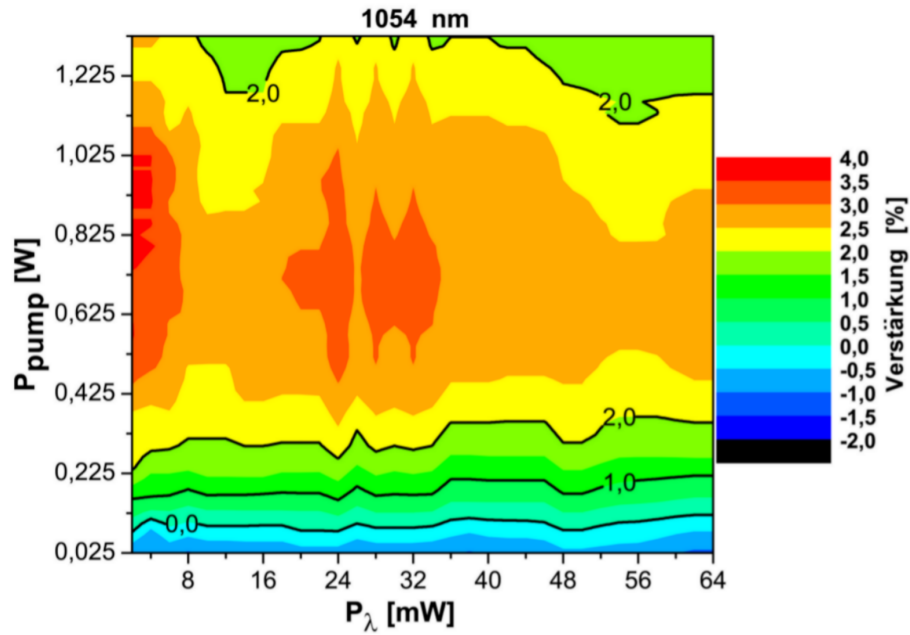


Bild 6.8: Einfluss der Leistung des Tastlasers auf die optische Verstärkung bei 1054 nm. Zur Verdeutlichung markieren Linien die 5%–, 3%–, 1%– und 0% Verstärkung.

Werten, die an der Laserschwelle auftreten, da dort eine ähnliche Leistung im Resonator vorliegt.

Obwohl keine passende Absorptionskurve vorliegt, bedeutet dies aber nicht zwangsläufig, dass die Verstärkung für niedrige Tastleistungen nicht bestimmt werden kann. In Bild 6.8 wird der Verstärkung für 1054 nm bei 20°C farbco-di-ert über der Pumpleistung und der Tastleistung aufgetragen. Die optische Verstärkung für 1054 nm ist, abgesehen von Ausreißern, relativ konstant. Der Grund liegt darin, dass 1054 nm, relativ nahe an der Bandkante liegt. Daher ist die Absorption für diese Wellenlängen vergleichsweise gering und es gibt auch weniger Zustände, die durch induzierte Ladungsträger zu besetzen sind.

Für 1040 nm ist die Absorption deutlich stärker, und durch den energetischen Abstand zwischen der Tastwellenlänge und der Bandkante der QWs ist die Anzahl der zu besetzenden Zustände für diese Wellenlänge viel größer. Daher zeigt die Messung der optischen Verstärkung eine starke Pseudo-abhängigkeit von der Tastleistung, wie im Bild 6.9 zusehen. Für eine Leistung von unter 10 mW wird also suggeriert, dass die Verstärkung bei über 5% liegen würde. Ab einer Tastleistung von mehr als 50 mW stabilisiert sich die Verstärkung auf einen Wert knapp über 1%.

Der Grund für diese Pseudoabhängigkeit der optischen Verstärkung ist, dass die zugrunde liegender Kalibrierwert als konstant angenommen wurde, d.h. es

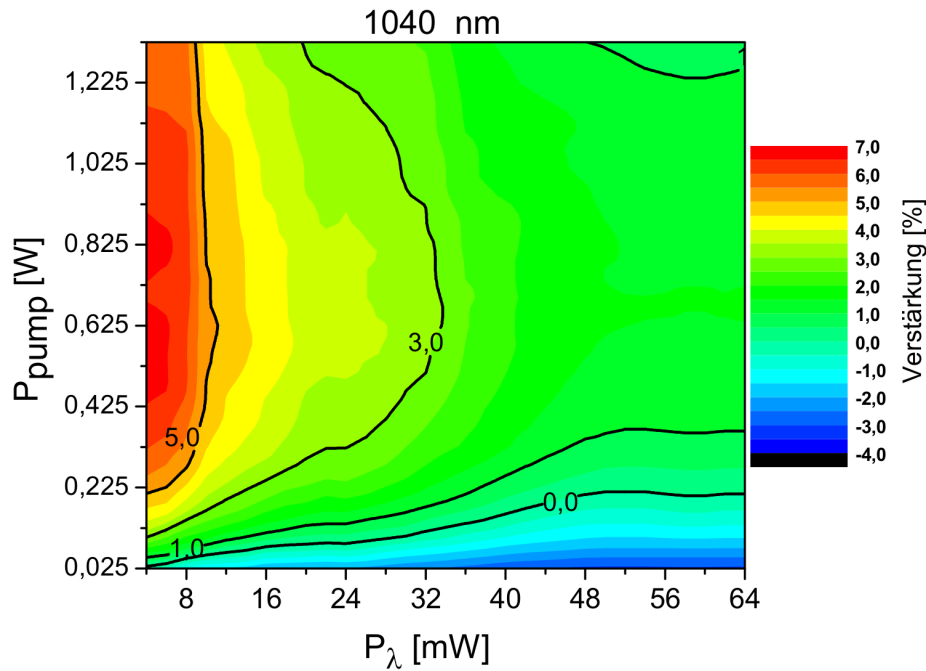


Bild 6.9: Einfluss der Leistung des Tastlasers auf die optische Verstärkung bei 1040 nm. Zur Verdeutlichung markieren Linien die 5%-, 3%-, 1%– und 0% Verstärkung.

wurde von einer zu niedrigen Absorption des Chips im ungepumpten Zustand ausgegangen. Dies suggeriert eine zu hohe Verstärkung für kleine Tastleistungen.

Da dieser Gang mit der Tastleistung bei 1040 nm unabhängig von der Pumpleistung ist und auch noch bei einer Pumpleistung vom 800 mW und mehr auftritt, lässt sich abgesehen von den schon im Abschnitt 2.2.1 diskutierte Unsicherheit ausschließen, dass dieser Effekt direkt durch das Pumpen des Chips verursacht wird.

Diese Pseudoabhängigkeit durch die konstante Absorptionskurve wird in Bild 6.10 verdeutlicht. Dort ist die optische Verstärkung (Gain) bei einer Pumpleistung von 600 mW für 1040 nm aufgetragen. Der Absorptionswert, der zur Kalibration der Verstärkung dient, ist als durchgehende Linie mit Symbolen eingezeichnet. In dem Graphen 6.11 werden die Messkurven für 1054 nm aufgetragen. In jedem Graphen wird einmal immer der Absorptionswert für eine Tastleistung von 64 mW für die Messungen der Verstärkung verwendet (schwarze Linien/Symbole) und als Vergleich dazu der Absorptionswert in Abhängigkeit von der Tastleistung (rot Linien/Symbole). Da für kleine Tastleistungen der Fehler in der Verstärkung sehr hoch ist, wird in den Graphen erst ab einer Tastleistung von 10 mW begonnen. Um den Fehler zu

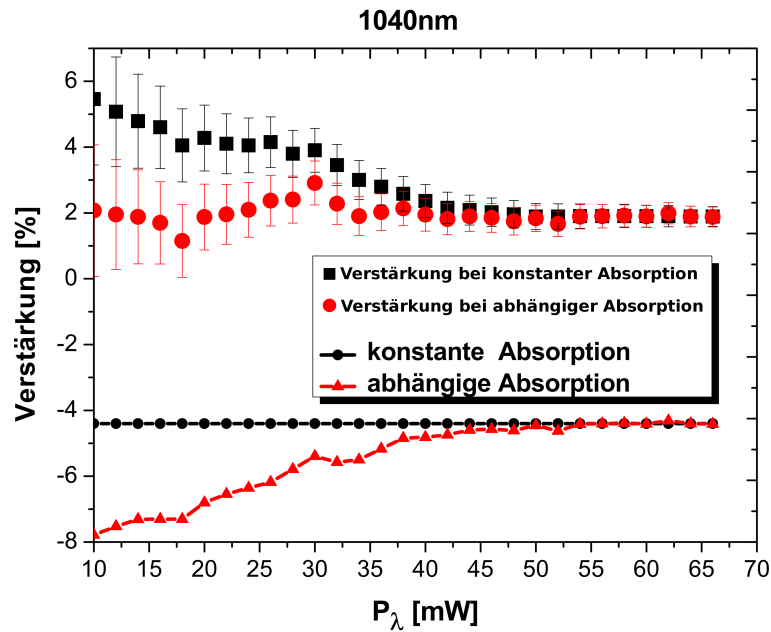


Bild 6.10: Optische Verstärkung (Gain) bei einer Pumpleistung von 600 mW für 1040 nm bei 20°C, aufgetragen über der Tastleistung. Dabei wird für jede Wellenlänge der Einfluss einer konstanten Absorptionskurve verglichen mit der Wirkung einer Absorptionskurve, die in Abhängigkeit von der Tastleistung bestimmt wurde. Die Fehlerbalken der Kurven wurden nach Abschnitt 2.2.1 bestimmt.

verdeutlichen, sind die Kurven mit Fehlerbalken versehen, die nach Gleichung 2.7 berechnet wurden. Auch muss noch einmal darauf hingewiesen werden, dass neben der optischen Verstärkung auch die Absorptionskurve für kleine Tastleistungen einen relativ großen Fehler besitzt.

Die Verstärkung bei 1054 nm ist innerhalb der Messtoleranz über die Tastleistung konstant. Durch die Verwendung einer Absorptionskurve, welche die Abhängigkeit von der Tastleistung mitberücksichtigt, wird die Kurve etwas besser, d.h. konstanter. Anders im Fall für 1040 nm, dort scheint die optische Verstärkung bei Verwendung des Absorptionswertes für 64 mW Tastleistung als Kalibrierungsgrundlage bei kleinen Tastleistungen erhöht. Durch die Verwendung von Absorptionswerten, die zur herangezogenen Tastleistung passen, egalisiert sich der Pseudoanstieg und die Verstärkung ist wie bei 1054 nm im Rahmen der Messtoleranz konstant.

Alle weiteren Messungen der optischen Verstärkung werden bei einer Tastleistung von ca. 64 mW durchgeführt; sie passen damit zur Absorptionskurve aus Graph 6.6, die für Tastleistungen von ca. 64 mW gemessen wurde. Durch zusätzliche Mittelungen wird der Messwert gegenüber Schwankungen

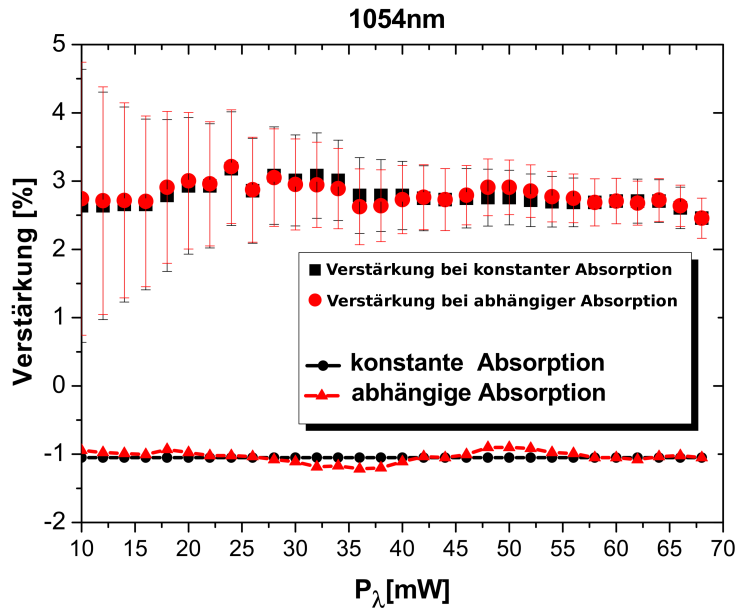


Bild 6.11: Optische Verstärkung (Gain) bei einer Pumpleistung von 600 mW für 1054 nm bei 20°C, aufgetragen über der Tastleistung. Dabei wird für jede Wellenlänge der Einfluss einer konstanten Absorptionskurve verglichen mit der Wirkung einer Absorptionskurve, die in Abhängigkeit von der Tastleistung bestimmt wurde. Die Fehlerbalken der Kurven wurden nach Abschnitt 2.2.1 bestimmt.

des Tastlasers (siehe Abschnitt 2.2.1) abgesichert.

6.3 Charakterisierung der optischen Verstärkung bei 20°C

Die Verstärkung des VECSELs wird stark davon beeinflusst, mit welcher Leistung der VECSEL gepumpt wird. Dies ist für drei Wellenlängen (1043 nm, 1051 nm und 1055 nm) in Bild 6.12 dargestellt. Für kleine Pumpleistungen unter 20 mW gibt es nur kleine Änderungen in der optischen Verstärkung bzw. bei der Absorption. Für höhere Pumpleistungen steigt die Verstärkung stark an und erreicht bei Werten um 80 mW die Transparenz, liegt also bei 0%. Die Transparenz ist im Bild mit einer blau gestrichelten Linie gekennzeichnet.

Für stärkere Pumpleistungen wird das einfallende Licht verstärkt und die optische Verstärkung wird positiv. Die Kurven erreichen ihr Maximum bei ca. 800 mW und sinken danach stark ab. Die durch das Pumpen verursachte Erwärmung des Chips verstärkt die Verstimmung zwischen der RPG-Resonanz und der QW-Emission, was ein Absinken der optischen Verstärkung für höhere Pumpleistungen verursacht. Es fällt dabei auf, dass sich die Verstär-

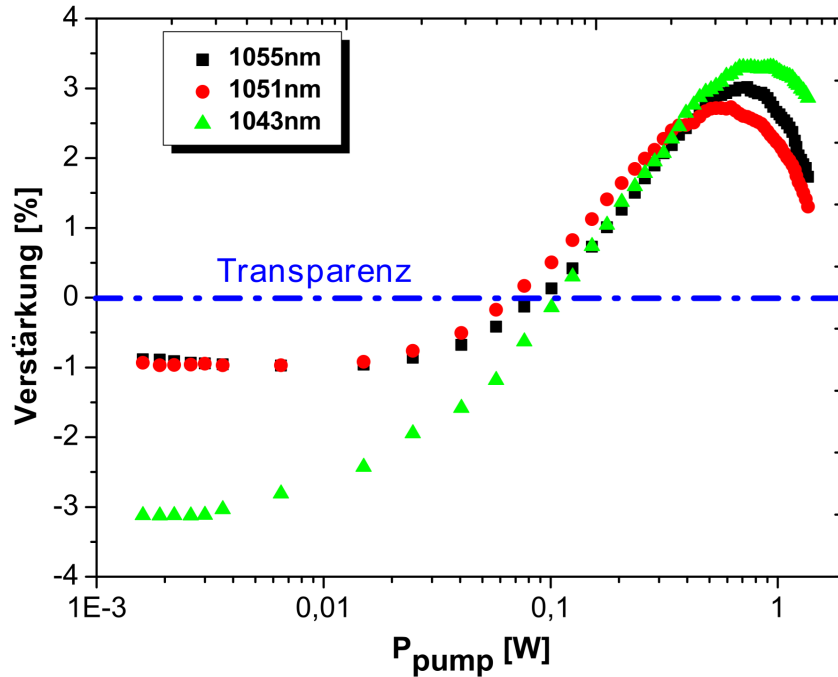


Bild 6.12: Optische Verstärkung des VECSELs für drei Wellenlängen bei 20°C, logarithmisch aufgetragen über der Pumpleistung. Die gestrichelte blaue Linie markiert die Transparenz, die einer Verstärkung von 0% entspricht. Oberhalb der Linie ist die Verstärkung positiv und das Licht wird verstärkt, unterhalb wird das Laserlicht absorbiert. Für hohe Pumpleistungen kommt es zu Detuning-Effekten, was eine Abnahme der optischen Verstärkung zur Folge hat.

kung für die einzelnen Wellenlängen oberhalb der Transparenz nicht stark unterscheidet, obwohl die Absorption für 1043nm deutlich stärker ausgeprägt ist als bei längeren Wellenlängen. Bei einem Vergleich zwischen dem thermischen Überrollen bei der Messung der optischen Verstärkung und dem Überrollen im Laserbetrieb fällt auf, dass im Falle der Messung der Verstärkung das Überrollen bei einer deutlich niedrigeren Pumpleistung auftritt. Der Grund dafür ist, dass im Laserbetrieb ca. 40% der Pumpleistung als Laseremission ausgekoppelt wird. Dies ist bei der Messung der optischen Verstärkung nicht der Fall; daher ist dort die Temperatur des Chips durch die höhere Verlustleistung um ca. 50% höher. Entsprechend kommt es für den gleichen Chip bei dieser Messung zu einem thermischen Überrollen bei ca. 1.2 W, im Laserbetrieb hingegen erst bei 1.7 W. Dieser Umstand hat für den Betrag der Verstärkung bei kleinen Pumpleistungen, d.h. unterhalb der Laserschwelle, keine große Relevanz, da hier der Kühlungseffekt im Laserbetrieb nicht oder nur sehr schwach greift. Insbesondere die Transparenz-

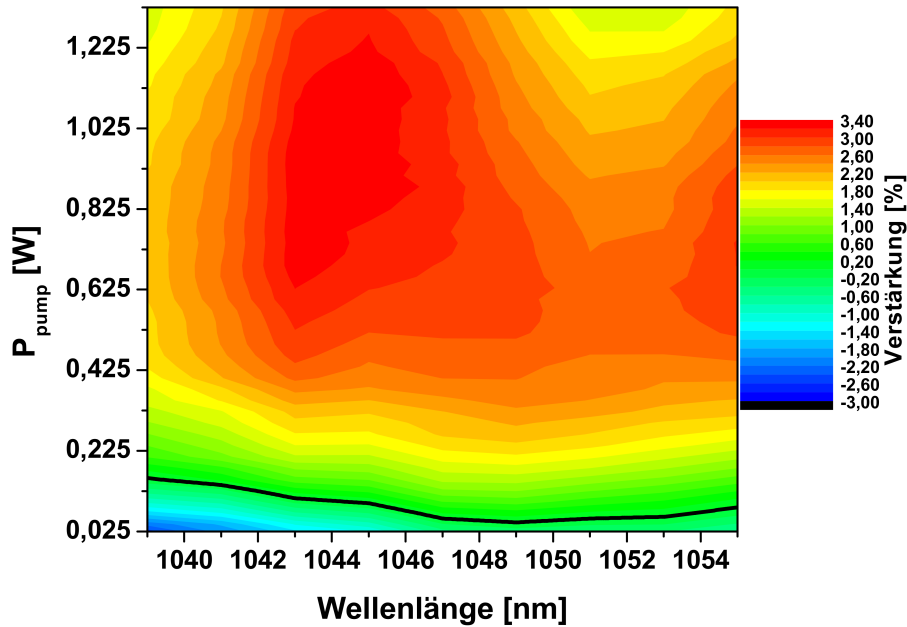


Bild 6.13: Farbcodierte Spektren der optischen Verstärkung des VECSELs bei 20°C, aufgetragen über der Pumpleistung. Eine schwarze Linie markiert die Transparenz, d.h. eine Verstärkung von 0%. Der VECSEL lässt sich nur oberhalb dieser Linie betreiben.

leistung des Chips ist davon nicht beeinträchtigt. Nachteilig ist es aber bei der Betrachtung von hohen Pumpleistungen bzw. Ladungsträgerdichten. Um trotzdem eine verlässliche Aussage über die optische Verstärkung bei diesen Bedingungen treffen zu können, kann der Pumplaser mit einem niedrigen Duty Cycle gepulst werden (siehe Abschnitt 6.5).

Die kompletten Spektren der optischen Verstärkung des VECSEL-Chips sind in Bild 6.13 farbcodiert dargestellt. Es ist anzumerken, dass in diesem Bild das Spektrum nicht bei einer Pumpleistung von 0 W beginnt, sondern erst bei 25 mW, was einer besseren Darstellung dient. Die optische Verstärkung unterhalb von 25 mW zeigt wenig Änderungen, wie in Bild 6.12 zu erkennen ist. In Bild 6.13 wird die Verstärkung in Abhängigkeit von der untersuchten Wellenlänge (x-Achse) und der Pumpleistung (y-Achse) dargestellt. Blaue Farben signalisieren einen negativen, gelbe und rote Farben eine positive Verstärkung.

Die schwarze Linie in Bild 6.13 zeigt die Transparenz des VECSELs, d.h. optische Verstärkung = 0%, an. Unterhalb dieser Linie ist die optische Verstärkung negativ und kein Laserbetrieb möglich, da die Absorption in den QWs weiterhin dominierend ist. Oberhalb der Linie wird das durchquerende Licht

verstärkt. Ob diese Verstärkung für einen Laserbetrieb ausreicht, hängt auch von der Transmission des Resonatorspiegels ab, der im normalen Laserbetrieb verwendet wird. Die maximale Verstärkung von 3.3% wird bei einer Pumpleistung von ca. 0.9 W und bei ca. 1044 nm erreicht. Die optische Verstärkung sinkt im kurzwelligen Bereich schnell auf Werte von knapp 2% ab. Auf der langwelligen Seite sinkt die Verstärkung viel langsamer und bleibt im untersuchten Wellenlängenbereich bei Werten von ca. 2.8% relativ stabil. Dieser Unterschied lässt sich damit erklären, dass die optische Verstärkung für kurzwellige Wellenlängen aus der RPG-Resonanz läuft und sich für höhere Lasttemperaturen ins Langwellige verschiebt. Ein interessanter Fakt ist, dass das Maximum der optischen Verstärkung bei Pumpleistungen erzielt wird, die um ein Vielfaches, sogar fast das 10-Fache, über der Transparenzleistung liegen.

6.3.1 Vergleich der Modelle für die optische Verstärkung

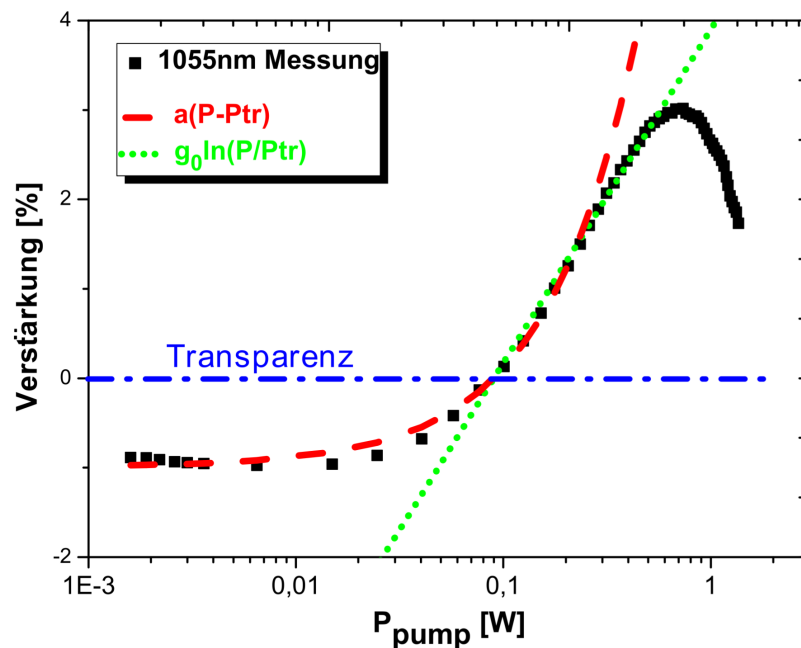


Bild 6.14: Optische Verstärkung des VECSELs, logarithmisch aufgetragen über der Pumpleistung. Die gestrichelte blaue Linie markiert die Transparenz, was mit einer optischen Verstärkung von 0% gleichzusetzen ist. Neben den gemessenen Werten für die optische Verstärkung bei 20°C sind auch Kurven für die verschiedenen Modelle eingetragen.

Die gemessenen Werte der optischen Verstärkung passen gut zum logarithmischen Modell aus Gleichung 1.26 wie auch zum linearen Modell aus Gleichung 1.27. In Graph 6.14 sind zum Vergleich neben der gemessenen optischen Verstärkung auch berechnete Kurven für die verschiedenen Modelle eingezeichnet. Eine Kurve der optischen Verstärkung nach dem logarithmischen Modell mit einer Transparenzleistung von 90 mW und einem g_0 von 1.6% ist durch die grüne gepunktete Linie angegeben. Die rote gestrichelte Linie gibt die optische Verstärkung für das lineare Modell mit einem a -Parameter von 11%/W und einer Transparenzleistung von 90 mW an. Das lineare Modell gibt den Verlauf der optischen Verstärkung besonders gut für kleine Pumpleistungen bis zu 260 mW wieder, für größere Leistungen weicht die berechnete optische Verstärkung immer stärker vom gemessenen ab. Das logarithmische Modell beschreibt die optische Verstärkung gut für höhere Pumpleistungen, in diesem Fall bis ca. 600 mW, für Leistungen unterhalb der Transparenz sind die Differenzen hingegen sehr groß.

Keines der Modelle erklärt bzw. berücksichtigt die Verstimmung des VECSELs und das damit verbundene Absinken der optischen Verstärkung. Da das logarithmische Modell die Werte für hohe Pumpleistungen, die für den Laserbetrieb relevant sind, relativ zuverlässig bestimmt, wird es im Weiteren verwendet.

Der g_0 -Wert von 1.6% lässt sich mithilfe des Lambert'schen Gesetzes umrechnen und entspricht in etwa 1600cm^{-1} . Typische Werte für die optische Verstärkung bei kantenemittierenden Lasern liegen je nach Emissionswellenlänge bzw. Zusammensetzung der InGaAs-QWs und deren Verspannung ungefähr zwischen 1000cm^{-1} und 1600cm^{-1} (siehe Tsvit et al. [76] und J.Harder et al. [63]). Aber auch höhere Werte bis 1900cm^{-1} wurden gemessen (siehe Pocha et al. [77]). Daher lässt sich abschätzen, dass die resonante Verstärkung nicht sehr groß ist und sich im Bereich um die 30% bewegt. Damit liegt sie deutlich unterhalb der Verdopplung, welche von Raja et al. [35] geschätzt wurde. Allerdings sollte bei 20°C die RPG noch nicht optimal auf die QW Emission abgestimmt sein.

Verglichen mit kantenemittierenden Lasern ist die Verstärkung niedrig; dort sind höhere Transmissionen zu beobachten bzw. eine Gesamtverstärkung von 70% und mehr ist eher typisch (siehe z.B. Pocha et al. [77]). Der VECSEL besitzt aber allgemein eher niedrigere Werte; Borgentun et al. [73] fanden Werte zwischen 3% und 15% für verschiedene VECSEL-Varianten, wobei die 15% an einem VECSEL gemessen wurde, der auf eine hohe optische Verstärkung optimiert ist.

6.3.2 Laserschwellen bei 20°C

Aus den Spektren der optischen Verstärkung lässt sich für den VECSEL die Laserschwelle in Abhängigkeit von der Wellenlänge über Formel 1.24 berechnen, da die Verstärkung die hypothetische Spiegeltransmission kompensieren muss, um einen Laserbetrieb zu ermöglichen. Daher gilt, dass die Verstärkung an der Laserschwelle proportional zur Transmission des Resonatorspiegels ist, wie Gleichung 1.24 deutlich macht. Über diese Gleichung können verschiedenen Transmissionen Werte für die Verstärkung und damit Pumpleistungen bzw. Laserschwellen zugeordnet werden. Dieses Verfahren hat auch die Transparenzlinie in Bild 6.13 bestimmt. Die berechnete Laser-

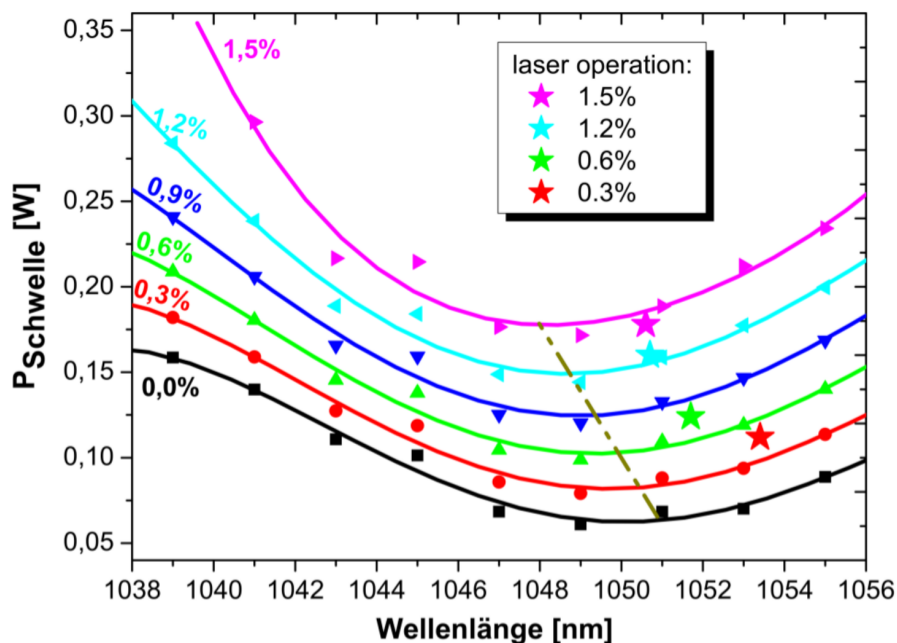


Bild 6.15: Berechnete Laserschwellen des VECSELs aus den Spektren für angenommene Transmissionen von 0.0% (Transparenz) bis 1.5%.

schwelle in Abhängigkeit von der Wellenlänge für verschiedene angenommene Transmissionen ist in Bild 6.15 gezeigt. Die Laserschwellen besitzen jeweils ein eindeutiges Minimum, für die Transparenz liegt es bei ca. 1051 nm. Die Abhängigkeit von der Wellenlänge ähnelt dabei derjenigen in Kapitel 3.7 über die Analyse der Laserschwelle. Da die Laserschwellen aus dem Spektrum der optischen Verstärkung berechnet wurden, zeigen sie den gleichen spektralen Verlauf, einen stärkeren Anstieg auf der kurzwelligen Seite und einen langsameren auf der langwelligen Seite.

Es fällt auf, dass die Minima für die unterschiedlichen Transmissionen nicht exakt untereinander, d.h. nicht bei der gleichen Wellenlänge liegen, sondern mit höherer Verstärkung blauverschoben sind. Für eine optische Verstärkung von 0% liegt das Minimum bei ca. 1051 nm und für eine Verstärkung von 1.5% bei 1048 nm. Dieser Effekt wird auch im Laserbetrieb beobachtet und ist schon bei den Voruntersuchungen des Chips aufgefallen. Der Grund ist darin zu sehen, dass mit steigender Verstärkung eine weitere Auffüllung der Zustände in den Quantum Wells mit Ladungsträgern verbunden ist. Diese Bandauffüllung führt dazu, dass die zusätzlichen besetzten Zustände höherenergetisch sind und damit die Emissionswellenlänge kurzwelliger wird. Im Laserbetrieb ist die optische Verstärkung oberhalb der Laserschwelle konstant, da die zusätzliche eingestrahlte Leistung emittiert wird, aber nicht die Ladungsträgerdichte erhöht, welche die Verstärkung bestimmt.

Bei der Vermessung der Verstärkung mittels der Bestimmung der Reflexion ist die Dichte nicht konstant, da kein Laserbetrieb einsetzt und die Verstärkung nicht fixiert ist. Daher verschiebt sich die optische Verstärkung in den kurzwelligen Spektralbereich. Gleichzeitig kommt es aber auch zu einer Verschiebung ins Langwellige, da die Temperatur des Chips steigt. Beide Effekte kompensieren sich, weshalb im Spektrum in Bild 6.13 keine Verschiebung mit der steigenden Leistung zu erkennen ist.

In Graph 6.15 sind die Laserschwellen, welche im Laserbetrieb gemessen wurden, zum Vergleich als Sterne eingetragen. Der Wert liegt mit 1051 nm und 120 mW für eine Transmission von 1.2% in der Nähe des Minimums der zugehörigen Kurve. Allgemein sind die berechneten Laserschwellen ca. 1.5 nm zu kurz und schwanken ungefähr um 15 mW um den zugehörigen Minimumwert, was eine gute Übereinstimmung darstellt. Der Grund für diese kleineren Abweichungen liegt in der abweichenden Geometrie des Tastspots (kreisförmig), der sich vom Pumpspot und damit auch vom Rückreflex im Laserbetrieb (beide elliptisch) unterscheidet, da diese kleinen Unterschiede eine andere Ladungsträgerdichte implizieren.

6.4 Einfluss der Temperatur auf die optische Verstärkung

Die Temperatur des VECSELS hat einen starken Einfluss auf die Leistung, die optische Effizienz und die Emissionswellenlänge. Die Stärke dieses Effektes hängt auch stark von der Verstimmung des Chips ab, da die Emissionswellenlänge vom Maximum der optischen Verstärkung bestimmt wird. Die spektrale Verschiebung der Verstärkung und der Emissionswellenlänge ist daher gleich. Die Emissionswellenlänge für diesen Chip verschiebt sich mit ca. 0.17 nmK^{-1} .

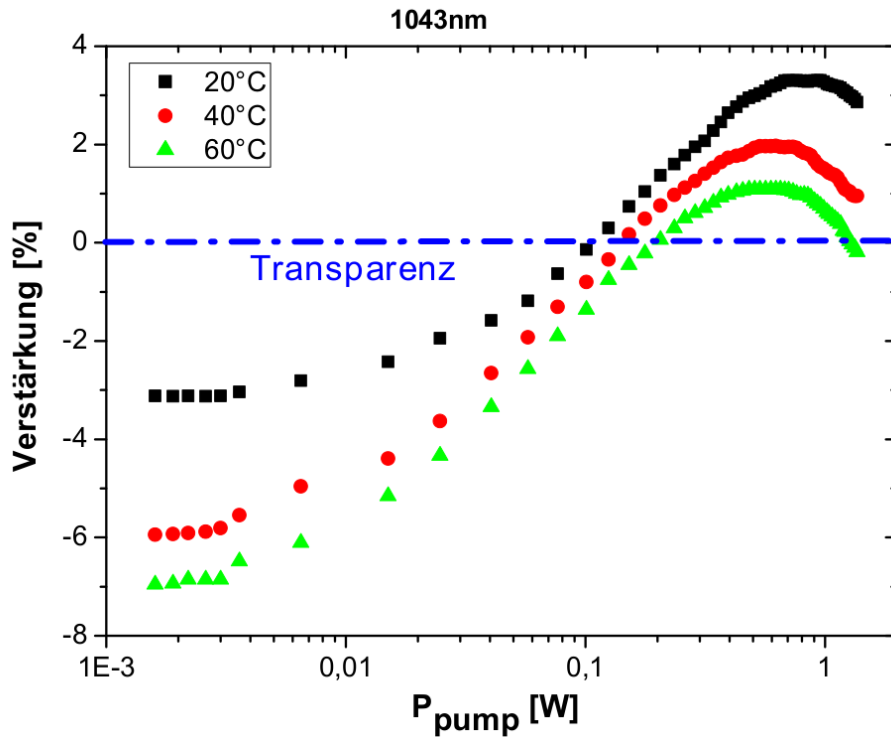


Bild 6.16: Optische Verstärkung des Standard-VECSELs für 1043 nm für 20°C, 40°C und 60°C. Die gestrichelte blaue Linie markiert die Transparenz, was mit einer optischen Verstärkung von 0% gleichzusetzen ist.

Um die Abhängigkeit der Verstärkung von der Temperatur zu bestimmen, wurden die Messungen auch für 40°C und 60°C durchgeführt. Die Temperaturabhängigkeit der Absorption des Tasterlasers für den ungepumten VECSEL ist bereits in Bild 6.6 gezeigt. Die Absorption des VECSELs steigt wegen der spektralen Rotverschiebung der QWs mit der Temperatur an. Die Abhängigkeit der optischen Verstärkung von der Temperatur variiert stark mit der Wellenlänge. Dieses Verhalten wird in Graph 6.16 1043 nm und in Graph 6.17 für 1051 nm verdeutlicht; dort sind jeweils die optischen Verstärkungen für 20°C, 40°C und 60°C aufgetragen.

Für 1043 nm reduziert sich die maximale Verstärkung stark mit der Temperatur und sinkt von maximal ca. 3.3% bei 20°C über 1.9% für 40°C auf knapp 0.5% bei 60°C. Für die langwelligeren 1053 nm steigt die optische Verstärkung zuerst mit der Temperatur an, von ca. 2.7% bei 20°C auf knapp 3.7% bei 40°C. Für 60°C sinkt die Verstärkung auf ca. 3.0% ab, ist damit aber immer noch höher als bei 20°C. Der Grund für den Anstieg ist die Optimierung des Chips auf höhere Temperaturen.

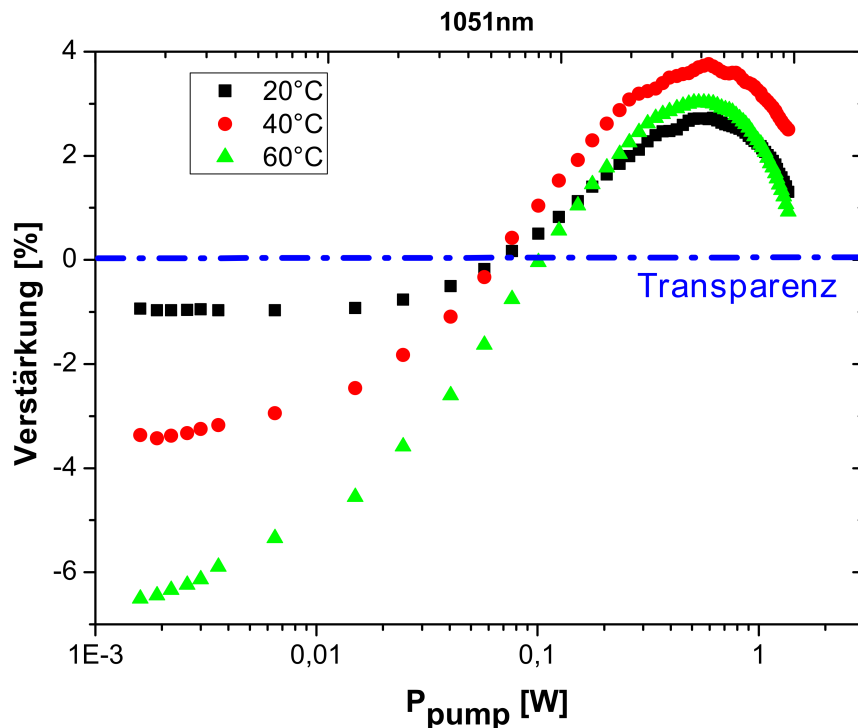


Bild 6.17: Optische Verstärkung des Standard-VECSELs für 1051 nm, jeweils für 20°C, 40°C und 60°C. Die gestrichelte blaue Linie markiert die Transparenz, was mit einer optischen Verstärkung von 0% gleichzusetzen ist.

Mit steigender Temperatur wird die Emission der QWs, welche bei 20°C zu kurzwellig ist, langwelliger und damit in die RPG-Resonanz geschoben. Durch diesen Effekt wird die optische Verstärkung des Chips, trotz einer niedrigeren QW-Verstärkung bei höheren Temperaturen verbessert. Die farbcodierten Spektren für 40°C und 60°C zeigen die Bilder 6.18 und 6.19 auf. Für 40°C beträgt die maximale Verstärkung 3.7% und wird bei einer Wellenlänge von ca. 1049 nm erreicht. Außerdem wird bei 40°C die maximale Verstärkung bei einer niedrigeren Pumpleistung erreicht als bei 20°C. Bei 60°C ist die maximale Verstärkung deutlich niedriger; er beträgt nur 3% und wird bei 1051 nm und ca. 600 mW Pumpleistung erreicht. Für 60°C wird die Transparenz für 1041 nm nicht erreicht, eine Laseremission ist für diese und auch für kurzwelligere Wellenlängen nicht möglich.

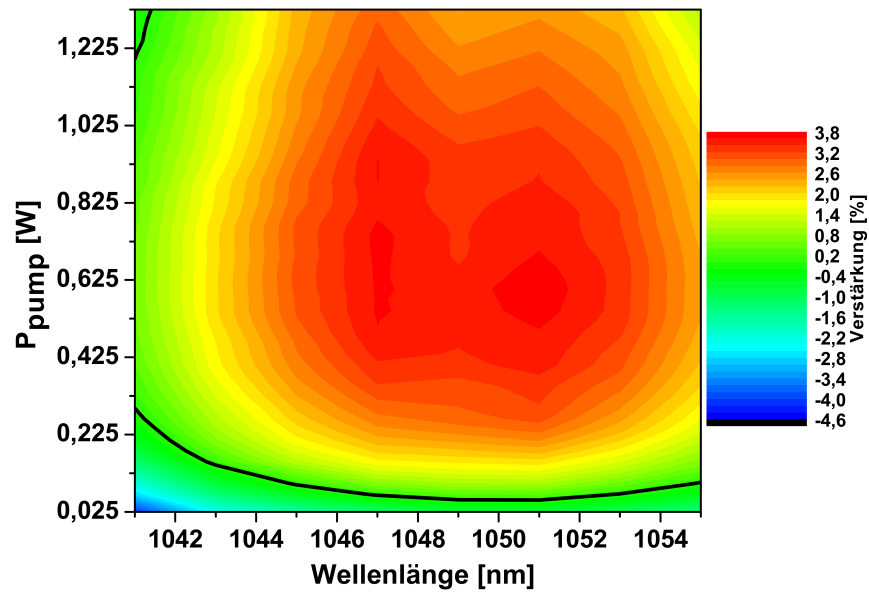


Bild 6.18: Farbcodiertes Spektrum der Verstärkung des VECSELs für 40°C. Eine schwarze Linie markiert jeweils die Transparenz, d.h. optische Verstärkung = 0%.

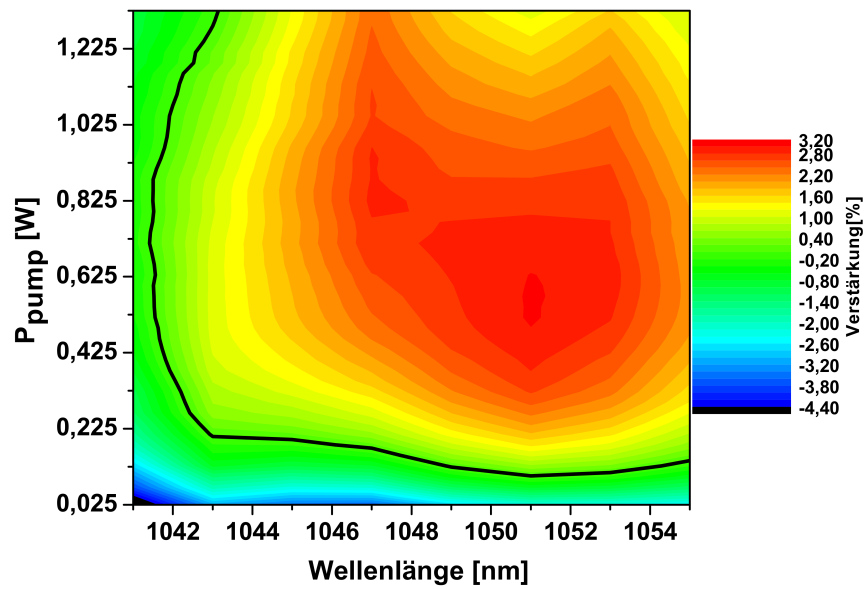


Bild 6.19: Farbcodiertes Spektrum der Verstärkung des VECSELs für 60°C. Eine schwarze Linie markiert jeweils die Transparenz, d.h. optische Verstärkung = 0%.

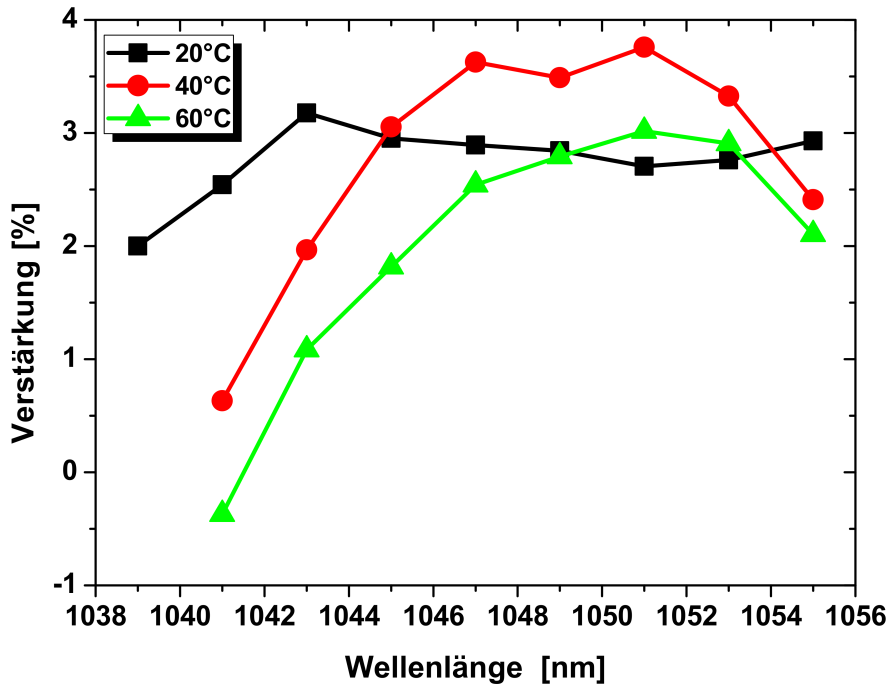


Bild 6.20: Vergleich der optischen Verstärkung bei einer Pumpleistung von 600 mW für 20°C, 40°C und 60°C.

Ein direkter Vergleich der optischen Verstärkung für die verschiedenen Temperaturen bei einer Pumpleistung von 600 mW zeigt Graph 6.20. Die Verschiebung der maximalen Verstärkung ist von 20°C nach 40°C mit ca. 0.25 nmK^{-1} deutlich stärker als die Verschiebung bei 40°C nach 60°C mit ca. 0.1 nmK^{-1} . Daraus lässt sich ableiten, dass bis ca. 40°C die Verstärkung von den QWs dominiert wird, da die sich die Verstärkung mit der Emission der QWs verschiebt. Für höhere Temperaturen reduziert sich die Verschiebung der Verstärkung auf einen Wert, der typisch ist für die RPG und damit ist die Verstärkung dominiert von dem Verhalten der RPG. Der Mittelwert von 0.18 nmK^{-1} passt sehr gut zu den Werten aus Abschnitt 3.3.1 passt. Durch die Erhöhung der Temperatur des Chips reduziert sich die spektrale Verstimmung, da die Emission der QWs sich stärker verschiebt. Dies führt dazu, dass die optische Verstärkung des Systems bei einer Temperaturerhöhung auf 40°C ansteigt und auch einen stärker ausgeprägten Peak besitzt. Wird die Temperatur weiter erhöht, ergibt sich eine positive Verstimmung, d.h., die QW- Emission ist langwelliger als die RPG-Resonanz. Das zeigt sich auch daran, dass die Verschiebung der Verstärkung gebremst wird, da sich die RPG-Resonanz mit nur noch ca. 0.09 nmK^{-1} langsamer verschiebt als die QWs mit 0.3 nmK^{-1} .

Bei 20°C wurde die Zunahme Verstärkung durch die RPG auf ca. 30% geschätzt, bei 40°C liegt sie eher bei ungefähr bei 50%, da die QW-Verstärkung bei der höheren Temperatur geringer ist.

6.4.1 Temperaturabhängigkeit der Laserswellen

Analog zu den 20°C-Messungen wurden die Laserswellen aus dem Verstärkungsspektrum für 40°C und 60°C interpoliert. Die Resultate sind in Graph 6.21 für 40°C und in Graph 6.22 für 60°C und angegeben. Bei beiden Temperaturen zeigen die Laserswellen ein klares Minimum in der Wellenlänge und eine ähnliche Abhängigkeit. Das Minimum befindet sich für 40°C bei ca. 1050 nm und für 60°C bei ca. 1052 nm. Für 40°C liegen die Minima der einzelnen Verstärkungswerte untereinander und zeigen keine Blauverschiebung. Im Gegensatz dazu ist bei 60°C wieder eine schwache Blauverschiebung für höhere Verstärkung sichtbar. Dies passt zur Annahme, dass nur bei 40°C die RPG-Struktur und QW-Emission optimal aufeinander abgestimmt sind. Davon deutlich verschieden sind die Laserswellen für 60°C. Diese sind sowohl höher als auch in den langwelligen Bereich verschoben. Außerdem ändert sich die Laserschwelle stärker mit der Wellenlänge und das Minimum ist schmaler. Für eine bessere Vergleichbarkeit der Laserswellen wird in Graph 6.23 die Transparenzleistung, d.h. die Pumpleistung, bei welcher die Verstärkung 0% wird, über der Wellenlänge für die drei Temperaturen aufgetragen. Die Kurven für 20°C und 40°C liegen dabei sehr gut übereinander. Die Laserschwelle für 40°C ist sogar niedriger als bei 20°C, weil die optische Verstärkung bei 40°C durch die besser angepasste Resonanz höher ist. Die Transparenzleistung ändert sich bei 40°C stärker mit der Wellenlänge als bei 20°C. Entsprechend ist die Transparenzleistung für 20°C bei Wellenlängen, die weiter vom Minimum entfernt sind, niedriger als die Laserswellen für 40°C. Der Grund dafür ist, dass die RPG-Resonanz spektral schmaler ist als die optische Verstärkung der QWs und bei 40°C die Transparenz und die optische Verstärkung von der RPG-Resonanz dominiert werden.

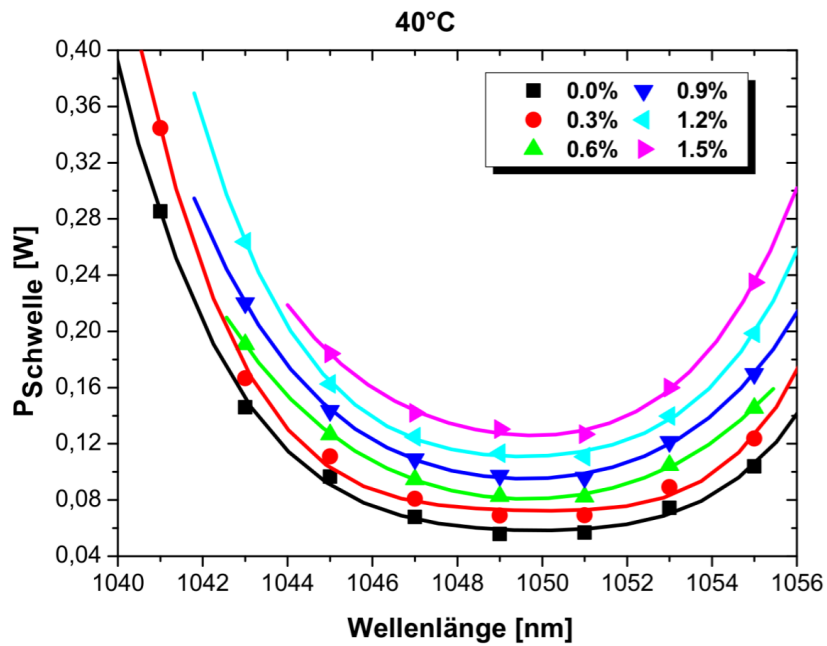


Bild 6.21: Laserschwellen des VECSELs, die aus der gemessenen optischen Verstärkung bei 40°C bestimmt wurden. Die Kurven repräsentieren die Verstärkungswerte von 0.0% (Transparenz) bis 1.5%.

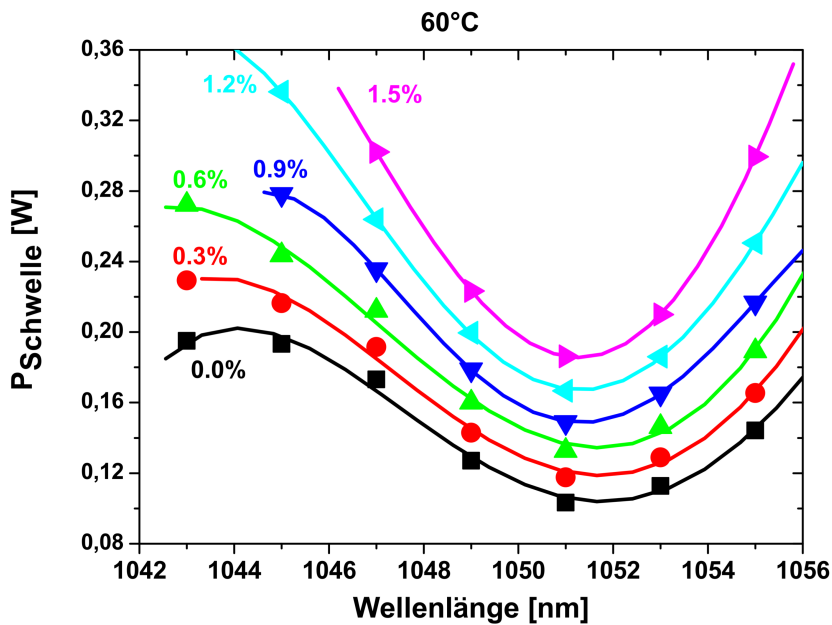


Bild 6.22: Laserschwellen des VECSELs, die aus der gemessenen optischen Verstärkung bei 60°C (rechts) bestimmt wurden. Die Kurven repräsentieren die Verstärkungswerte von 0.0% (Transparenz) bis 1.5%.

Für 60°C ist die Transparenzleistung deutlich höher und das entsprechende Minimum langwelliger. Hier macht sich bemerkbar, dass sich die Verstärkung der QWs durch das Entkommen der Ladungsträger reduziert und der Chip nicht mehr im Temperaturoptimum betrieben wird.

Am Fall der Transparenzleistung wird das Zusammenspiel der Verstärkung der QWs und der RPG-Resonanz deutlich. Obwohl die optische Verstärkung der QWs mit steigender Temperatur infolge der Ladungsträgerflucht und des thermischen Verschmierens der Besetzung der Zustände sinkt, kann die Gesamtverstärkung über einen Temperaturbereich stabil gehalten bzw. gesteigert werden, da die QWs-Verstärkung zu der RPG-Resonanz passt. Ab einer kritischen Temperatur fällt die Gesamtverstärkung aber stark ab (d.h., die Transparenzleistung steigt stark an), weil nun die Verstärkung der QWs niedriger wird und nicht mehr der RPG-Resonanz entspricht.

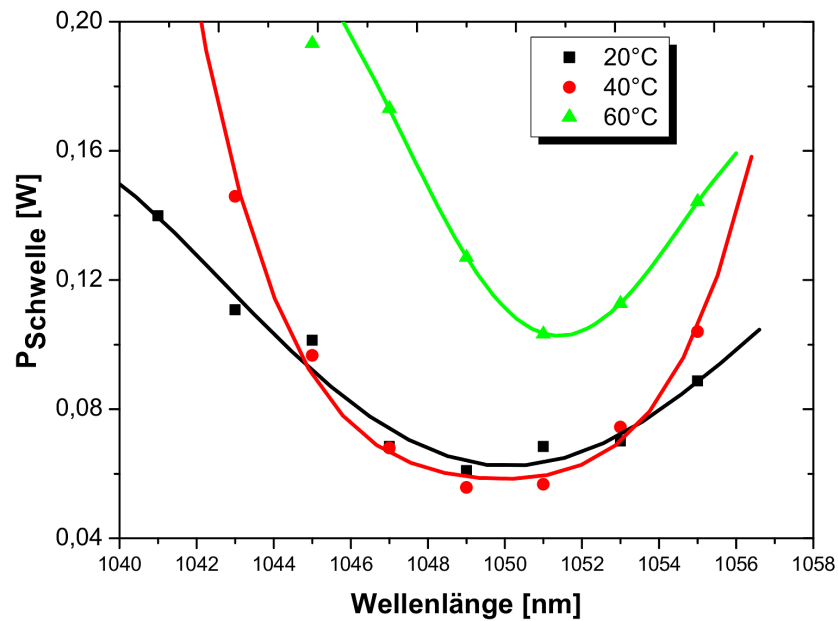


Bild 6.23: Vergleich der Transparenzleistung des VECSELs (d.h. 0% Verstärkung) für 20°C, 40°C und 60°C.

6.5 Messung der optischen Verstärkung im Pulsbetrieb

Wegen der fehlenden Auskopplung erwärmt sich der Chip bei den Messungen der optischen Verstärkung deutlich stärker als im Laserbetrieb, was die Interpretation der Messung erschwert. Um die Abhängigkeit der optischen Verstärkung von der Temperatur besser analysieren zu können, wird der Pumplaser gepulst betrieben. Das Pulsen des Pumplasers erzwingt jedoch Änderungen im Messaufbau, die in Abschnitt 2.2.2 erläutert werden.

An diesem Punkt ist zu erwähnen, dass der hier untersuchte Chip nicht identisch ist mit dem VECSEL-Chip, der in den vorangegangenen Abschnitten im CW-Betrieb untersucht wurde, da dieser bei den Messungen zerstört wurde. Der neue Chip stammt vom gleichen Wafer und weicht in seinen Spezifikationen nur leicht (höhere Laserschwelle, geringere Effizienz) vom ersten Chip ab.

6.5.1 Optische Verstärkung im Pulsbetrieb

In Graph 6.24 ist die optische Verstärkung für 1051 nm im Pulsbetrieb für 20°C, 40°C und 60°C logarithmisch über der Pumpleistung aufgetragen. Es wurden für die optische Verstärkung Werte von 4% bei 20°C und von ca. 5% bei 40°C gemessen. Dies ist deutlich mehr als im CW-Betrieb, in dem nur eine maximale Verstärkung von 3.7% bei 40°C gefunden wurde. Diese höheren Werte können im Pulsbetrieb erreicht werden, da die Kurven der optischen Verstärkung kein thermisches Überrollen aufweisen und eine höhere gepulste Pumpleistung von bis zu 1.6 W eingesetzt werden konnte. Dies ist eine deutliche Verbesserung gegenüber den 1.2 W im CW-Betrieb darstellt. Die optische Verstärkung steigt mit der Pumpleistung an, bleibt dann jedoch für Pumpleistungen von über 1 W relativ konstant, was ein Zeichen für eine Sättigung der optischen Verstärkung ist. Die Zustände in den QWs sind maximal aufgefüllt, und jedes zusätzliche Elektron verlässt entweder die QWs sofort wieder oder besetzt einen Zustand, der für die optische Verstärkung keine Rolle spielt. Daher ist es auch nicht zweckmäßig höhere Pumpleistungen zu untersuchen, da sich die optische Verstärkung für diese nicht weiter ändert. Im Graphen ist die Transparenzleistung des Chips mit einer gestrichelten blauen Linie gekennzeichnet. Die Festlegung der Transparenzleistung erfolgt analog zu der Kalibration aus Abschnitt 6.2.1.

Mit einer weiteren gepunkteten Linie ist die optische Verstärkung nach dem logarithmischen Modell eingetragen. Im Pulsbetrieb ist die Übereinstimmung zwischen dem Modell und der Messung wegen des fehlenden Detunings noch größer als beim CW-Betrieb und liefert gut übereinstimmende Werte bis zu

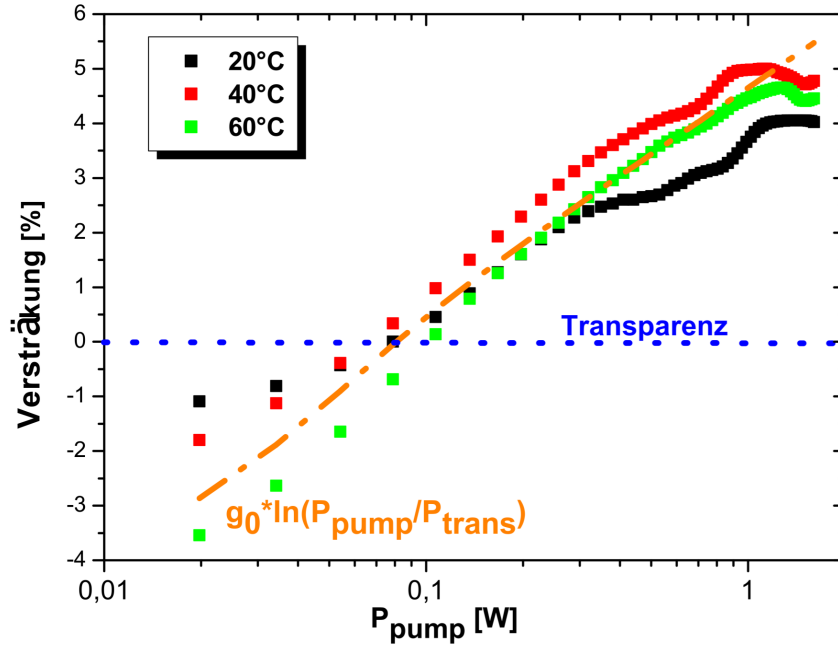


Bild 6.24: Optische Verstärkung bei 1051 nm im Pulsbetrieb für 20°C, 40°C und 60°C.

einer Pumpleistung von 1 Watt. Die berechnete logarithmische Kurve hat mit einem g_0 -Wert von 1.75% einen höheren Wert als im CW-Betrieb mit g_0 1.6%. Da die Erwärmung durch das Pumpen fehlt, reduziert sich das Entkommen der Ladungsträger aus den QWs. Deshalb steigt die Effizienz der QWs an, und sowohl g_0 als auch die differentielle Effizienz werden größer. Bei einer genauen Betrachtung des Graphen 6.24 fallen Schwankung in der optischen Verstärkung auf insbesondere bei 20°C. Die wahrscheinlichste Ursache dafür ist eine höhere Schwankung im Signal beim Pulsbetrieb als im CW-Betrieb, diese konnte nicht vollständig kompensiert werden. Da der Verzicht auf den Lock-in-Amplifier die Messung anfälliger macht für das Rauschen des Systems. In den gepulsten Spektren der optischen Verstärkung für 20°C (siehe dazu das Falschfarbenbild 6.25) ist ebenfalls kein thermisches Überrollen zu erkennen. Dafür ist die optische Verstärkung in einem großen Bereich oberhalb von 1 Watt und langwelliger als 1042 nm nahezu konstant und liegt bei ca. 4%. In diesem Sättigungsfall sind alle Zustände für die entsprechende Wellenlänge in den QWs besetzt. Das Maximum der optischen Verstärkung liegt ungefähr bei 1047 nm und beträgt ca. 4.6% bei einer gepulsten Pumpleistung von ungefähr 1.4 Watt. Im CW-Betrieb wurde das Maximum von 3.3% bei 900 mW erreicht, im Pulsbetrieb wurden bei 900 mW 3.9% gemessen. Die Verstärkung fällt für Wellenlängen, die kürzer sind als

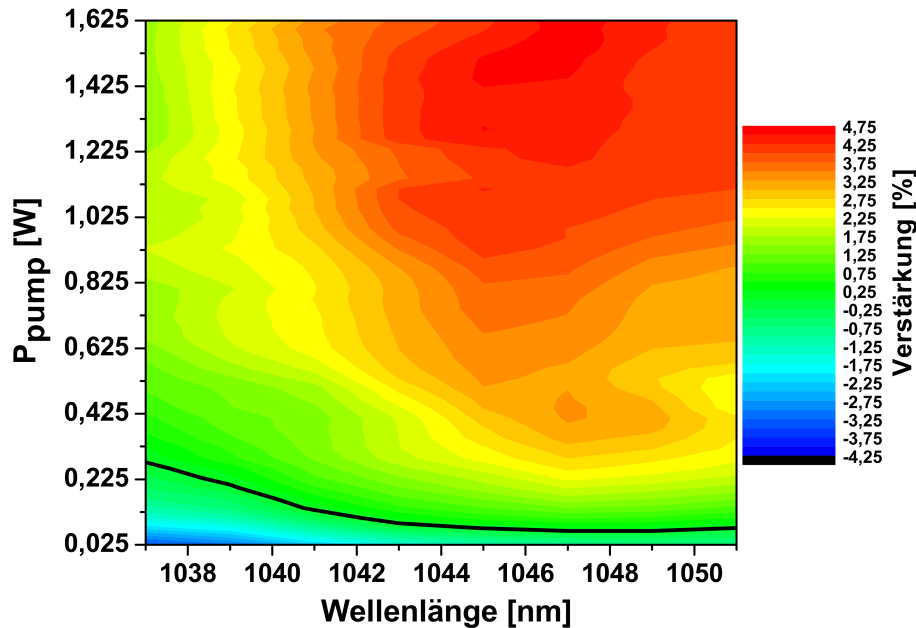


Bild 6.25: Falschfarben Spektren der optischen Verstärkung im Pulsbetrieb für 20°C. Eine schwarze Linie markiert die Transparenz, d.h. eine Verstärkung von 0%.

1042 nm, auf Werte von unter 2.5% ab, da diese Wellenlängen außerhalb der RPG-Resonanz liegen.

Durch eine Erhöhung der Chiptemperatur verschiebt sich das Maximum der Verstärkung in den langwelligen Bereich, aber das Spektrum bleibt in seiner Form erhalten. Die Spektren für 40°C sind im Bild 6.26 und für 60°C sind diese im Bild 6.27 gezeigt. Für 60°C wird das Maximum der optischen Verstärkung an den Rand des untersuchten Wellenlängenbereichs geschoben. Bei 40°C liegt es bei 1048 nm und ist mit 4.9% auch leicht höher als bei 20°C. Bei einer Erhöhung auf 60°C verschiebt es sich ungefähr auf 1051 nm und beträgt ca. 4.7%. Es ist nicht ganz auszuschließen, dass es für noch längere Wellenlängen höher ausfällt. Die notwendige Pumpleistung für das Maximum der optischen Verstärkung nimmt im Gegensatz zum CW-Betrieb mit der Temperatur nur leicht ab. Der Grund ist, dass sich im Pulsbetrieb die Resonanz nur mit der Chiptemperatur verschiebt und nicht noch zusätzlich mit der Erwärmung durch das Pumpen. Aus den Spektren ergibt sich eine spektrale Verschiebung der Verstärkung von ca. 0.2 nmK^{-1} bei einer Temperaturerhöhung von 20°C nach 40°C. Dies ist deutlich stärker als von 40°C nach 60°C mit 0.1 nmK^{-1} , was darauf hindeutet, dass die optimale Tempera-

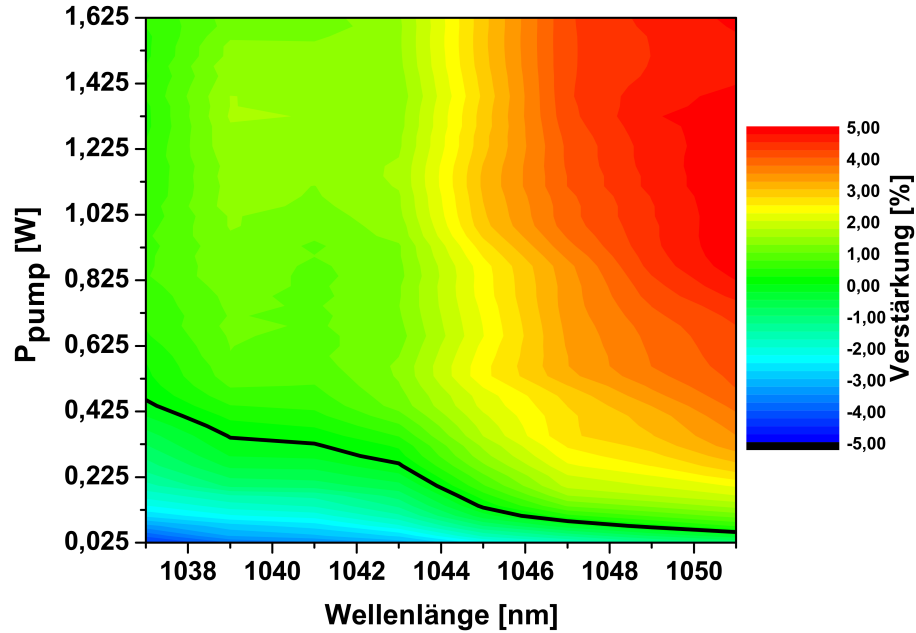


Bild 6.26: Falschfarben Spektren der optischen Verstärkung im Pulsbetrieb für 40°C. Eine schwarze Linie markiert jeweils die Transparenz, d.h. eine Verstärkung von 0%.

tur ungefähr bei 40°C liegt. Unterhalb von 40°C dominiert die Verschiebung der QW-Verstärkung, oberhalb von 40°C dominiert die RPG. Der Wert wurde aus einer Mittelung von linearen Fits der Verschiebung der kurzwelligen Flanke bestimmt. Der gemittelte Wert mit 0.15 nmK^{-1} ist etwas niedriger als die 0.17 nmK^{-1} im CW-Betrieb, allerdings innerhalb der Messgenauigkeit.

Für eine bessere Vergleichbarkeit zwischen CW und Pulsbetrieb ist im Graph 6.28 die optische Verstärkung für eine Pumpleistung von 600 mW bei 20°C, 40°C und 60°C über der Wellenlänge aufgetragen. Punkte kennzeichnen Werte der Verstärkung aus den Pulsmessungen und die durchgezogenen Linien die CW-Verstärkung. Für diese Pumpleistung gibt es sowohl in der Höhe als auch im Verlauf der Kurven eine gute Übereinstimmung. Die maximale optische Verstärkung ist im Pulsbetrieb für 20°C und 60°C ca. 0.5% höher, da bei diesen Temperaturen im CW-Betrieb das Detuning die optische Verstärkung reduziert. Für höhere Pumpleistungen verringert sich die Übereinstimmung mit den CW-Werten merklich durch das Einsetzen des Detunings.

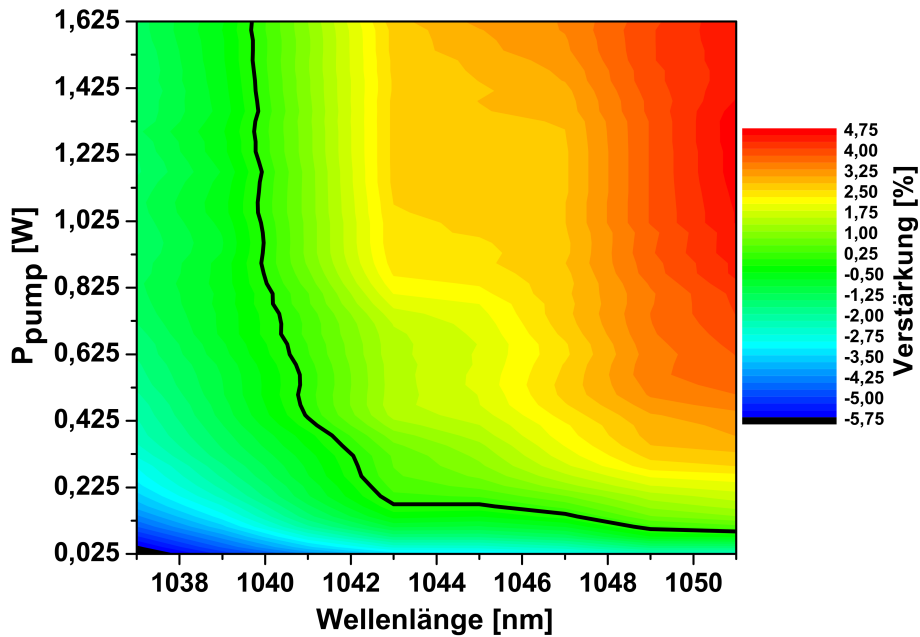


Bild 6.27: Falschfarben Spektren der optischen Verstärkung im Pulsbetrieb für 60°C. Eine schwarze Linie markiert jeweils die Transparenz, d.h. eine Verstärkung von 0%.

6.5.2 Laserschwellen im Pulsbetrieb

Analog zum CW-Betrieb wurden die Laserschwellen aus den Spektren der optischen Verstärkung berechnet und in Graph 6.29 aufgetragen. Die Laserschwellen haben ein klares Minimum um 1048 nm für die Transparenz. Dieses Minimum verschiebt sich leicht für höhere Werte der Verstärkung in Richtung des Verstärkungsmaximums bei 1046 nm. Der Grund dafür ist, dass wie im CW-Betrieb die Zustände in den QWs aufgefüllt werden, womit eine Blauverschiebung verbunden ist. Die Laserschwellen besitzen eine ähnliche Abhängigkeit von der Wellenlänge wie im CW-Betrieb. Allerdings ist im Pulsbetrieb das Minimum durch die höhere optische Verstärkung deutlich breiter bzw. flacher, insbesondere bei kürzeren Wellenlängen. Durch die höhere optische Verstärkung liegen die Kurven zudem enger übereinander. In Graph 6.30 ist die Transparenzleistung für 20°C, 40°C und 60°C aufgetragen, um einen direkten Vergleich zu ermöglichen. Für 40°C erhöht sich das Minimum der Transparenz um ca. 2 nm auf 1050 nm, bleibt aber ungefähr bei 50 mW und sinkt nicht deutlich unter die 20°C-Werte. Dies ist ein anderes Verhalten als im CW-Betrieb (siehe Graph 6.23), wo die Transparenzleistung bei 40°C niedriger ist, aber das Minimum bei der gleichen Wellenlänge hat. Der Unterschied liegt daran, dass sich die Verstimmung des VECSELs im Pulsbe-

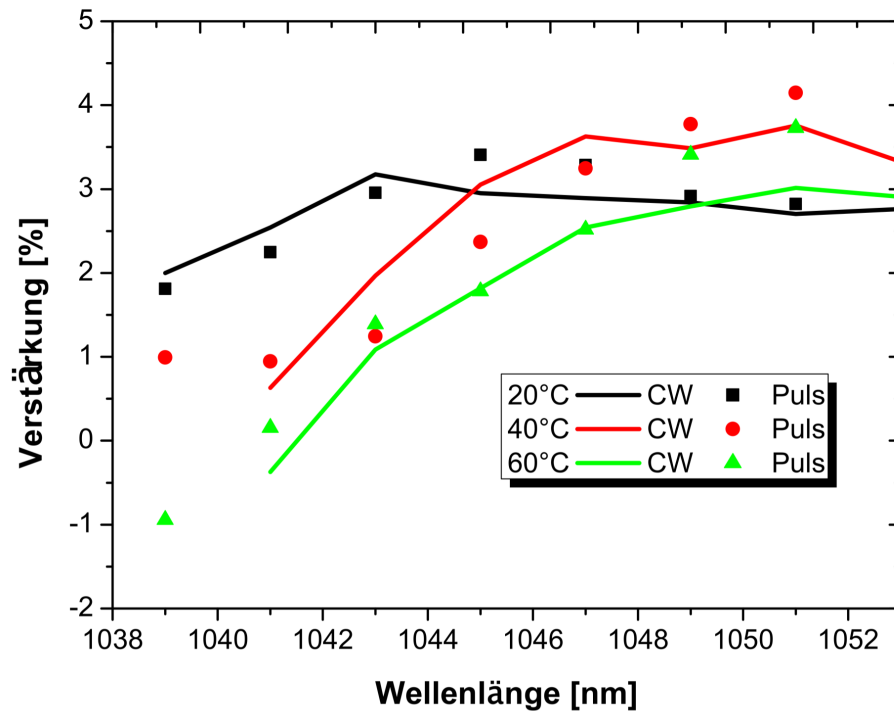


Bild 6.28: Vergleich zwischen der optischen Verstärkung bei 600 mW Pumpleistung für CW (durchgezogene Linien) und Pulsanregung (Punkte) bei 20°C, 40°C und 60°C.

trieb nicht so stark wie im CW-Betrieb ändert und es daher zu keiner großen Änderung in der RPG-Resonanz kommt.

Bei einer Erhöhung der Temperatur auf 60°C wird die Transparenz im untersuchten Wellenlängenbereich erst bei höheren Pumpleistungen erreicht. Da sich das Minimum außerhalb des Wellenlängenfensters befindet, lässt es sich nicht genau lokalisieren.

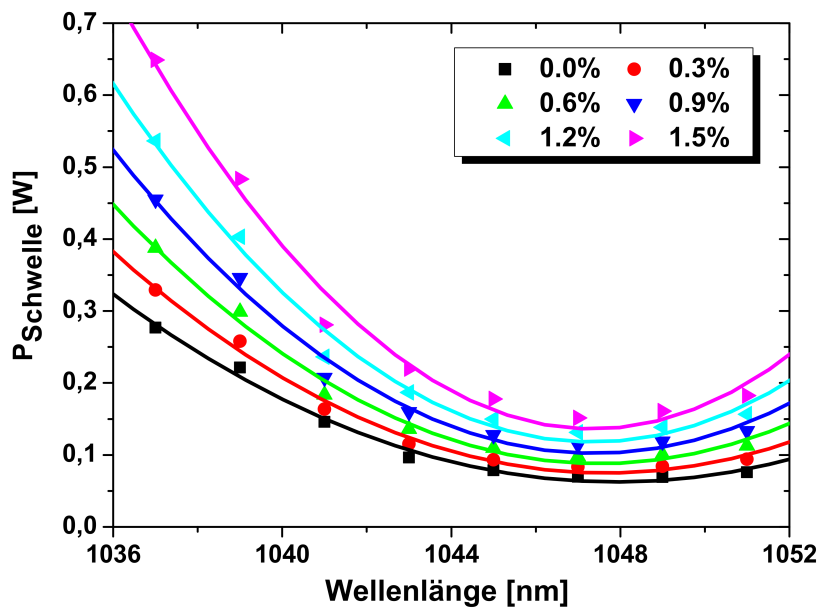


Bild 6.29: Die Kurven repräsentieren die Laserschwellen im Pulsbetrieb für 20°C und optische Verstärkungen von 0.0% (Transparenz) bis 1.5%.

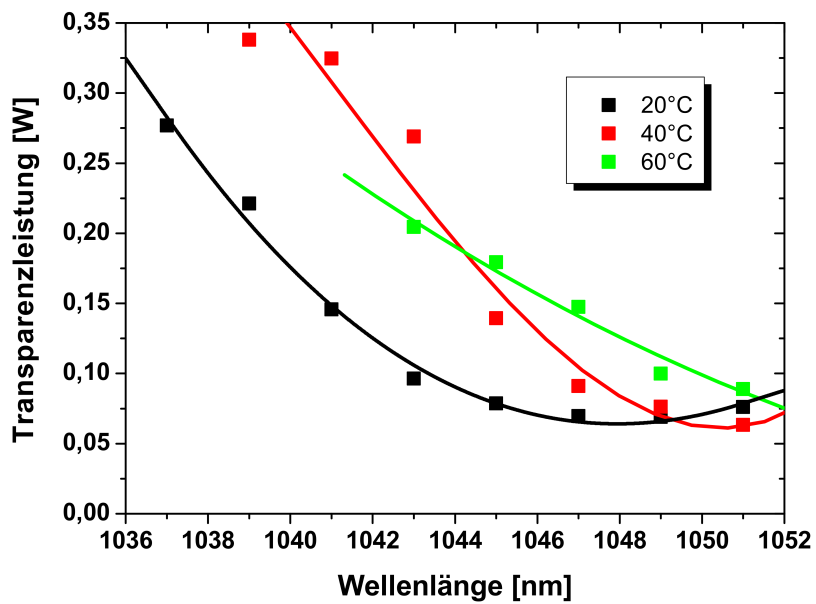


Bild 6.30: Vergleich der Transparenzleistung des VECSELs im Pulsbetrieb (d.h. 0% Verstärkung) für 20°C, 40°C und 60°C.

Kapitel 7

Optische Verstärkung bei verschiedenen Designvarianten

Spieglein, Spieglein am Peltier, sage mir wer hat ... den höchste Verstärkung?

Das Design des VECSEL-Chips hat großen Einfluss auf die Ausgangsleistung und die optische Verstärkung. Der Einfluss auf die Effizienz des VECSELs wurde in Kapitel 4 untersucht. Eine höhere optische Verstärkung kann die Laserschwelle senken und damit die optische Effizienz des Lasers steigern oder durch die Verwendung von Spiegeln mit höheren Transmissionen, die differentiellen Effizienz erhöhen. Die Manipulation des Spektrums der Verstärkung beeinflusst die Emissionswellenlänge und deren Temperaturabhängigkeit. Dies kann z.B. die Abstimmung mit verschiedenen optischen Intracavity-Elementen erleichtern.

Die Untersuchung der Verstärkung von verschiedenen Designvarianten des VECSELs ermöglicht ein Verständnis der Prozesse, die die Verstärkung bestimmen. Neben dem Standardchip, der im vorangegangenen Kapitel untersucht wurde, wird die optische Verstärkung eines Chips mit der gleichen Epitaxiestructur, aber mit einer anderen Antireflexbeschichtung untersucht.

Ferner wird die Verstärkung eines VECSELS mit zwei zusätzlichen QWs bestimmt.

7.1 Einfluss der 20%-Antireflexbeschichtung

Der Resonator des VECSELS ist nicht homogen wie bei kantenemittierenden Lasern, sondern besteht aus zwei Teilen, einem luftgefüllten Teilresonator ($n = 1$) und dem Halbleiterchip ($n \approx 3.6$). Der luftgefüllte Teilresonator hat dabei einen vernachlässigbaren Einfluss auf die optischen Eigenschaften wie Wellenlänge oder optische Effizienz, da die Luft optisch inaktiv ist.

Die Oberfläche des Chips besitzt eine Reflektivität für die Emissionswellenlänge: Je höher die Reflektivität ist, desto mehr Leistung bzw. Laserphotonen befinden sich im Halbleiterchip bei der gleichen Pumpleistung. Dies führt zu einer verstärkten stimulierten Emission, siehe dazu die Formel 1.16 aus den Grundlagen. Zusätzlich wird durch eine bessere Ausbildung der Eigenmoden die Resonanz der Struktur verstärkt, wodurch die Resonanz spektral schmaler wird. Dieser Effekt wurde von Kühn et al. [64] und J. Harder et al. numerisch studiert [63]. Laut diesen Arbeiten kann mit einer groben Verdopplung der Verstärkung durch die 20%-Antireflexbeschichtung gerechnet werden.

Die Reflektivität der Siliziumnitrid-Antireflexbeschichtung wurde für die Emissionswellenlänge erhöht, indem die Schicht von einer $\lambda/4$ -Schicht auf eine $3\lambda/4$ geändert wurde; die Reflektivität für die Pumpwellenlänge von 808 nm ändert sich dabei sehr wenig. Die Standardbeschichtung hat eine Reflektivität von ca. 3.6% für die Emissionswellenlänge. Als Vergleich wurde ein Wafer aus dem gleichen Produktionslauf mit einem dickeren Siliziumnitrid beschichtet, was die Reflektivität auf ca. 20% erhöht.

In Kapitel 4.2 wurde diese Chipvariante bereits mit einer Variation des Resonatorspiegels untersucht. Aus diesen Messungen lässt sich abschätzen, dass die maximale optische Verstärkung bei mindestens 6% liegen muss. Dies ist deutlich mehr als die Verstärkung, welche für die Standardbeschichtung in Kapitel 3.4 gefunden wurde.

7.1.1 Absorption

Graph 7.1 zeigt die Absorption des ungepumpten VECSELS (negative Verstärkung) mit der höheren Antireflexbeschichtung, bei einer Tastleistung von ca. 64 mW. Der spektrale Verlauf und die Stärke der Absorption sind dabei ähnlich wie bei der Standardbeschichtung (siehe Graph 6.6). Die Absorpti-

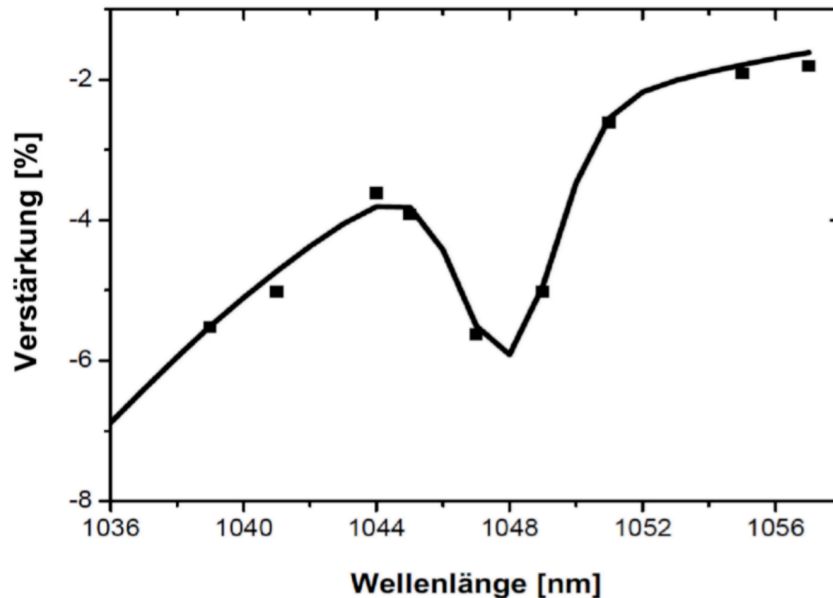


Bild 7.1: Absorption des VECSELs (negative Verstärkung) mit der 20%-Antireflexbeschichtung bei 20°C, gemessen mit einer Tastleistung von ca. 64 mW.

on ist bei kurzen Wellenlängen mit ca 6% nicht ganz so stark wie bei der Standardbeschichtung. Die größte Auffälligkeit ist ein Peak in der Absorption bei 1048 nm mit einer Stärke von ca. 5%, da die verstärkte Resonanz auch die Absorption des Laserlichtes vergrößert. Position und Stärke des Absorptionspeaks sind erste Hinweise auf die Wirkung der erhöhten AR-Beschichtung auf die Eigenmoden der Resonanz. Dabei fällt auf, dass die Absorption für Wellenlängen, die kürzer als 1048 nm sind, erst ansteigt und dann weiter abfällt. Dies lässt sich damit erklären, dass im ungepumpten Zustand die Resonanz der RPG und die QW-Verstärkung spektral auseinanderfallen, was in Abschnitt 1.5 über die RPG und dort vor allem in Bild 1.12 verdeutlicht wird. Für höhere Temperaturen fallen diese Werte zusammen bzw. die QW-Absorption schiebt sich in die Resonanz. Die Absorptionskurve wurde bei einer Tastleistung von ca. 64 mW bestimmt und dient wie beim Standardchip zur Kalibration der Verstärkung bzw. zur Festlegung der Transparenzleistung.

7.1.2 Messung der optischen Verstärkung

Die Verstärkung für die verschiedenen Wellenlängen zeigt ein stark unterschiedliches Verhalten und sind in Graph 7.2 dargestellt. Der Grund für dieses

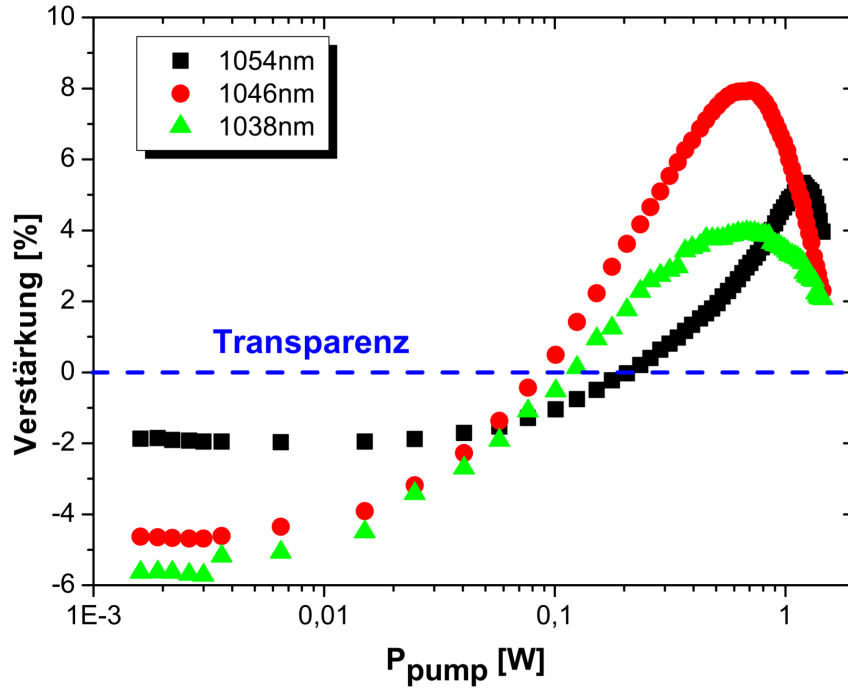


Bild 7.2: Optische Verstärkung des VECSELs mit der 20%-Antireflexbeschichtung für drei verschiedene Wellenlängen bei 20°C.

Verhalten ist, dass die Resonanz der RPG schmäler ist als die Emissionsbreite der QWs. Daher wird nur die Verstärkung von bestimmten Wellenlängen verstärkt, in diesem Beispiel für eine Wellenlänge von 1046 nm. Das Maximum der Verstärkung wird bei 1046 nm und 1038 nm für eine Pumpleistung von ca. 700 mW erreicht. Bei 1054 nm wird das Maximum hingegen erst bei einer Pumpleistung von mehr als 1 W erreicht. Die Werte der Verstärkung für 1046 nm passen bis zum Einsetzen des thermischen Überrollens bei ca. 1 W sehr gut zum logarithmischen Modell der Verstärkung aus Gleichung 1.26 mit einer angefitteten Transparenzleistung von $P_{trans} = 85 \text{ mW}$ und einem $g_0 = 4.2\%$; umgerechnet entspricht dies einem Wert von 4500 cm^{-1} . Der g_0 -Wert ist also deutlich größer als für den Standardchip, für den in Kapitel 6.3.1 ein $g_0 = 1.6\%$ ermittelt wurde. Die Verstärkung des QWs durch die RPG beträgt also ca. 200%, was mehr ist, als von Raja et al. [35] berechnet wurde. Die Verstärkung in der RPG hängt maßgeblich von der Anzahl der Laserphotonen bzw. von der Stärke der stehenden Welle im Resonator ab. Auffallend ist jedoch das die optische Verstärkung für dieses Design stark inhomogen ist und sich stark mit der Wellenlänge ändert. Für 1054 nm ergibt z.B. es eine höhere Übereinstimmung mit dem linearen Modell aus Glei-

chung 1.27 als mit dem logarithmischen Modell, Grund dafür ist die deutlich höhere Transparenzleistung, welche die Kurve streckt, für dies Wellenlänge. Diese deutliche stärkere Abhängigkeit von der Wellenlänge, bedeutet das die Resonanz der RPG spektral schmaler ist. Das vollständige Spektrum der Verstärkung des VECSEL-Chips im untersuchten spektralen Bereich wird im farbcodierten Bild 7.3 gezeigt. Eine negative Verstärkung wird durch eine blaue Farbe repräsentiert, eine positive Verstärkung durch gelbe und rote Farben. Die optische Verstärkung des Chips wird in Abhängigkeit von der untersuchten Wellenlänge und der Pumpleistung dargestellt. Für eine bessere Übersicht beginnt das Spektrum erst bei einer Pumpleistung von 25 mW; unterhalb von 25 mW verändert sich die Verstärkung relativ wenig (siehe Bild 7.2). Eine schwarze Linie im Bild kennzeichnet die Transparenz des VECSELS, d.h. Verstärkung = 0%. Oberhalb der Linie wird das durchquerende Licht verstärkt, weshalb es je nach Auskopplung zum Laserbetrieb kommen kann. Dominiert wird der Graph durch einen Peak bei 1046 nm mit einer maximalen optischen Verstärkung von 8% bei einer Pumpleistung von

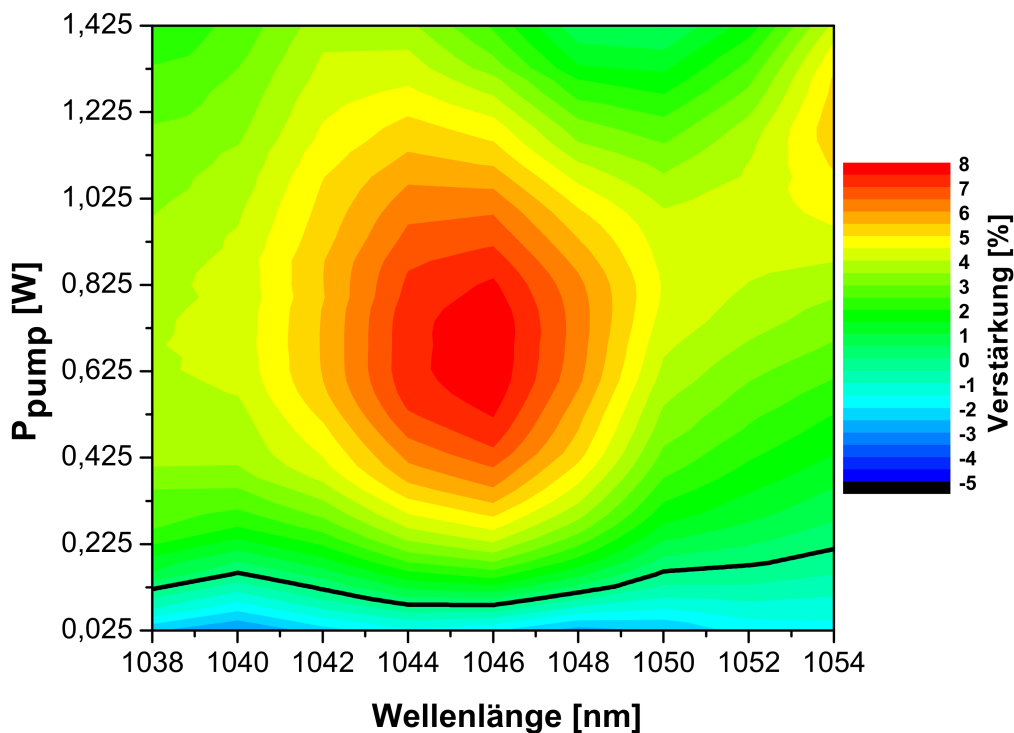


Bild 7.3: Farbcodiertes Spektrum der Verstärkung des VECSELS mit einer 20%-Antireflexbeschichtung bei 20°C, aufgetragen über der Wellenlänge. Eine schwarze Linie markiert die Transparenzleistung, die einer Verstärkung von 0% entspricht.

0.7 W. Abseits von diesem Peak fällt die Verstärkung des Chips relativ stark ab. Die spektrale Breite beträgt ungefähr 10 nm für eine Verstärkung von über 4%. Im Gegensatz zum Standardchip ist die optische Verstärkung auch in der Pumpleistung lokalisiert d.h. die Abhängigkeit von der Pumpleistung ist deutlich stärker und hat eine Breite (FWHM) von ca. 1 W. Auch gibt es keine Verschiebung der Verstärkung mit der Pumpleistung, da der Peak der Verstärkung sehr symmetrisch ist im Messbereich.

Dass sich die optische Verstärkung durch die Erwärmung des Chips verschiebt, ist am Peak selbst nicht zu erkennen, zeigt sich aber in einem Bereich um 1054 nm und bei ca. 1.1 W Pumpleistung. Dort ist die Verstärkung mit knapp über 5% stärker ausgeprägt als in der Umgebung. Dabei handelt es sich um einen Nebenpeak der RPG-Resonanz, der wegen der verstärkten AR-Beschichtung ebenfalls stärker ausgeprägt ist. Dieser Nebenpeak ist für niedrige Chiptemperaturen zu langwellig und wird erst relevant, wenn die Verstärkung der QWs durch die höheren Temperaturen in den Nebenpeak geschoben wird. Dieser Nebenpeak spielt aber für den Laserbetrieb eine untergeordnete Rolle, da er erst bei hohen Pumpleistungen auftritt.

Der Unterschied zwischen der Standard-AR-Beschichtung von 3% und der

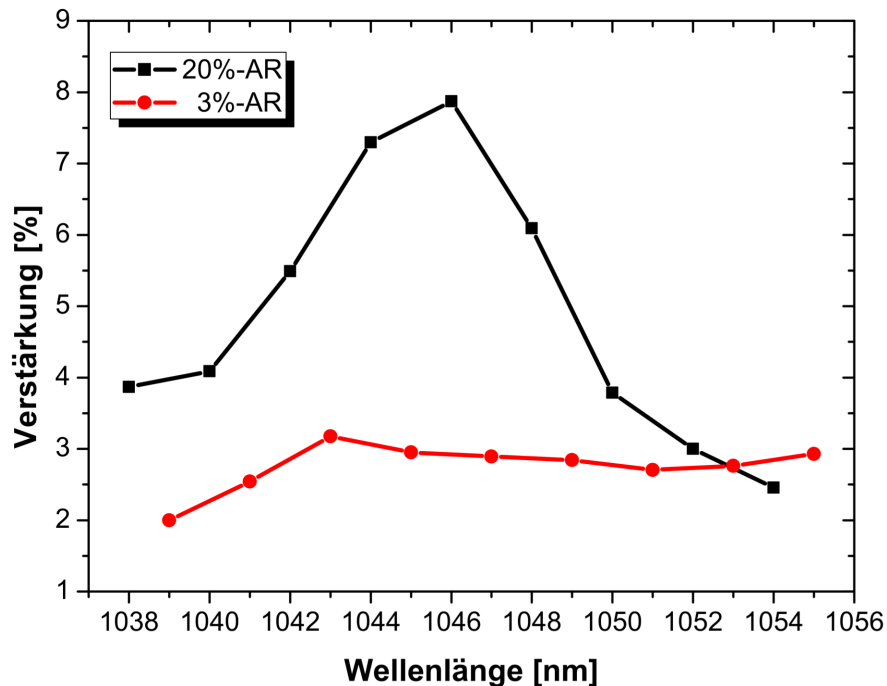


Bild 7.4: Vergleich der Verstärkung für die 20%- und die 3%-Beschichtung, aufgetragen über der Wellenlänge bei einer Pumpleistung von 500 mW.

20%-Beschichtung ist in Graph 7.4 abzulesen. Dort wird für eine Pumpleistung von 500 mW die Verstärkung beider Varianten direkt miteinander verglichen. Der Peak der 20%-AR-Beschichtung ist im Bild klar erkennbar. Jenseits des Peaks fällt die optische Verstärkung auf die Werte der 3%-AR-Beschichtung, teilweise auch darunter. Dieses Verhalten entspricht den Erwartungen bzw. den numerischen Simulationen, dass die schärfere RPG-Resonanz durch die 20%-Beschichtung die optische Verstärkung auf ungefähr das doppelte erhöht und die spektrale Breite reduziert (siehe dazu die Arbeit von J. Harder et al. [63] und E. Kühn et al [64]).

7.1.3 Laserschwellen

Die Laserschwelle lässt sich aus dem Spektrum der Verstärkung mithilfe der Gleichung 1.24 berechnen. Die Ergebnisse sind in Graph 7.5 über der Wellenlänge aufgetragen. Die verschiedenen Laserschwellen besitzen bei ca. 1045 nm ein Minimum, was im Vergleich zum Standard-VECSEL deutlich ausgeprägter ist. Dieses Minimum ist für die verschiedenen Transmissionen bei der (fast) gleichen Wellenlänge, eine Verschiebung ins Kurzwellige wie bei der Standard-AR findet bei dieser Beschichtung nicht statt. Die Laserschwellen für die verschiedenen Werte für die optische Verstärkung liegen sehr nahe zusammen, da die Verstärkung schnell mit der Pumpleistung ansteigt, was sich auch im hohen g_0 -Wert spiegelt. Beides ergibt sich aus der starken Überhöhung der Verstärkung durch die verstärkte Resonanz.

Die Existenz des Nebenpeaks ist in den Laserschwellen nicht zu erkennen. Im Gegenteil sind diese bei 1054 nm am höchsten. Dies unterstreicht die Annahme, dass der Nebenpeak für den Laserbetrieb eine untergeordnete Rolle spielt.

Um diese berechneten Werte mit den Schwellen im Laserbetrieb zu vergleichen, wurden sie im Graphen entsprechend eingetragen. Ein orangefarbener Stern kennzeichnet die Schwelle im Laserbetrieb für 1.2% und ein rotes Pentagon den Wert für eine Resonatortransmission von 0.3%; beide Werte zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Minimum der Kurven aus dem Spektrum der optischen Verstärkung. Für die berechnete und die gemessene Laserschwelle bei 1.2% ergibt sich jeweils eine Laserschwelle von 120 mW bei einer Wellenlänge von 1046 nm. Bei 0.3% liegt die berechnete Laserschwelle bei 95 mW, die gemessene bei 100 mW und die Wellenlängen bei 1046 nm bzw. 1046.8 nm.

Im Rahmen der Messungenauigkeit von ca. 0.3% bei der Messung der optischen Verstärkung, siehe Abschnitt 2.2.1, zeigen die Bestimmung der Laserschwellen über beide Methoden eine hervorragende Übereinstimmung. Die Bestimmung der Laserschwellen aus dem Verstärkungsspektrum ist für den

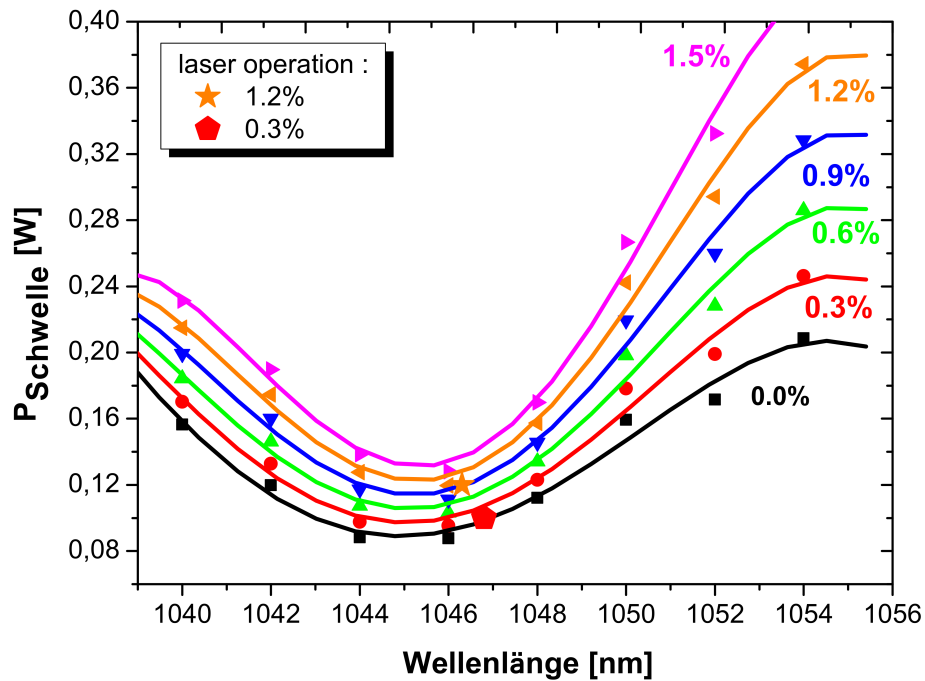


Bild 7.5: Berechnete Laserschwellen für verschiedene Transmissionen eines angenommenen Spiegels. Vergleichswerte aus dem Laserbetrieb bei einer Transmission von 1.2% und 0.3% sind mit einem orangefarbenen Stern bzw. einem roten Pentagramm gekennzeichnet.

Chip mit der 20%-AR-Beschichtung einfacher und genauer, da die höheren Verstärkungswerte die Messung und die Auswertung durch das bessere Signal zu Rausch Verhältnis vereinfacht haben.

7.2 Optische Verstärkung bei zwei zusätzlichen QWs

Die optische Verstärkung des VECSELS hängt direkt von der Anzahl (und der Position) der Quantum Wells ab. Durch eine Erhöhung der Anzahl der QWs lässt sich die Verstärkung einfach steigern, allerdings auf Kosten einer höheren Laserschwelle (siehe auch [35, 27, 5, 30]). Um den Einfluss der Anzahl der QWs abzuschätzen, wurde die Verstärkung eines VECSELS mit zwei zusätzlichen Quantum Wells gemessen. Bei dieser Variante wurde wieder die 3%ige Standard-Antireflexbeschichtung benutzt. Ein direkter Vergleich wird dadurch erschwert, dass dieses Design mit den zusätzlichen QWs eine stark verstimzte RPG und eine Laseremission besitzt, die eine um ca. 8 nm längere Wellenlänge, als der Standardchip aufweist. Eine Analyse der Effizienz des Chips findet sich in Kapitel 4.1.

7.2.1 Absorption

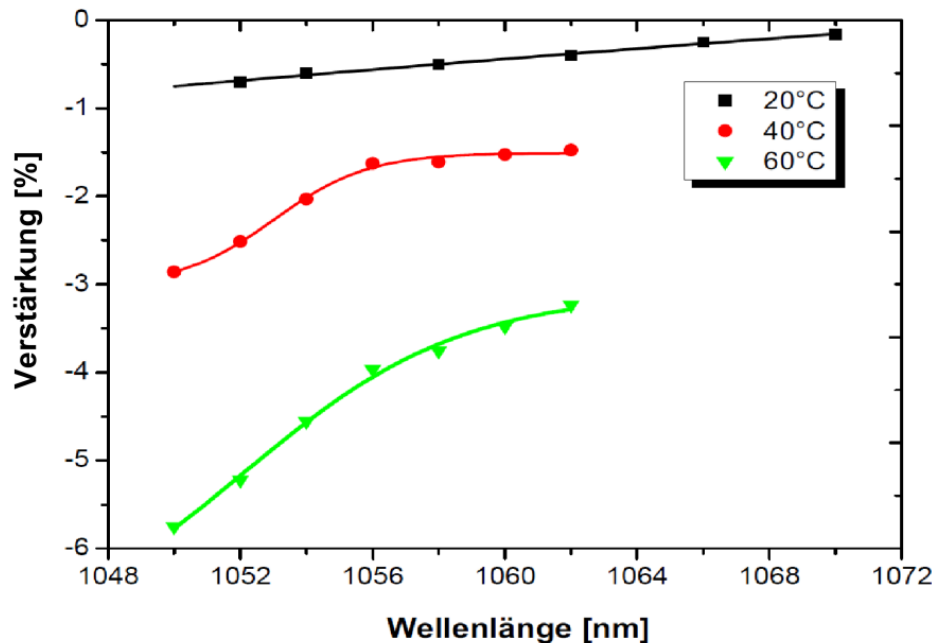


Bild 7.6: Absorption des VECSELs (negative Verstärkung) für 20°C, 40°C und 60°C, gemessen mit einer Tastleistung von ca. 64 mW.

Die Absorption des ungepumpten VECSELs (negative Verstärkung) mit den zwei zusätzlichen QWs ist in Bild 7.6 angegeben. Der untersuchte Wellenlängenbereich reicht von 1050 nm bis 1070 nm für 20°C. Bei 40°C und 60°C ist der Wellenlängenbereich auf 1050 nm bis 1062 nm beschränkt. Die Absorption liegt bei ca. 0.8% für 1050 nm und 0.3% für 1070 nm bei 20°C. Wird die Temperatur des Chips erhöht, steigt die Absorption stark an, insbesondere für die kurzwelligen Wellenlängen. Bei 1052 nm Wellenlänge steigt die Absorption von ca. 0.8% bei 20°C auf über 5% für 60°C an. Dieser Anstieg korrespondiert mit der Rotverschiebung der QW-Absorption und der RPG-Resonanz. Verglichen mit dem Standardchip fallen die niedrigeren Absorptionswerte auf, was daran liegt, dass die Tastwellenlänge hier langwelliger gewählt und damit die Absorption reduziert wurde. Die Absorptionskurve wurde bei einer Tastleistung von 64 mW gemessen, bei dieser Leistung werden durch den Tastlaser bereits Ladungsträger in den Chip induziert, siehe Abschnitt 6.2.1. Dies verringert die Absorption durch die Abschirmung der Anregung von Exzitonen. Die Messung der Verstärkung selbst wird deshalb

ebenfalls bei dieser Tastleistung vorgenommen.

Das Verstärkungsspektrum des Chips ist in dem farbcodierten Bild 7.7 gezeigt. Das Maximum der Verstärkung befindet sich bei ca. 1065 nm und einer Pumpleistung von 900 mW. Das Maximum ist mit 4.1% merklich höher als beim Standarddesign, bei dem das Maximum 3.4% beträgt.

Daraus lässt sich abschätzen, dass die Verstärkung der QW-Emission durch die RPG wegen den beiden zusätzlichen QWs leicht reduziert wird, da der Anstieg der Verstärkung zu klein ausfällt für die erhöhte Anzahl der QWs. Aus der Analyse der Effizienz in Kapitel 4.1 ist bekannt, dass dieses Design

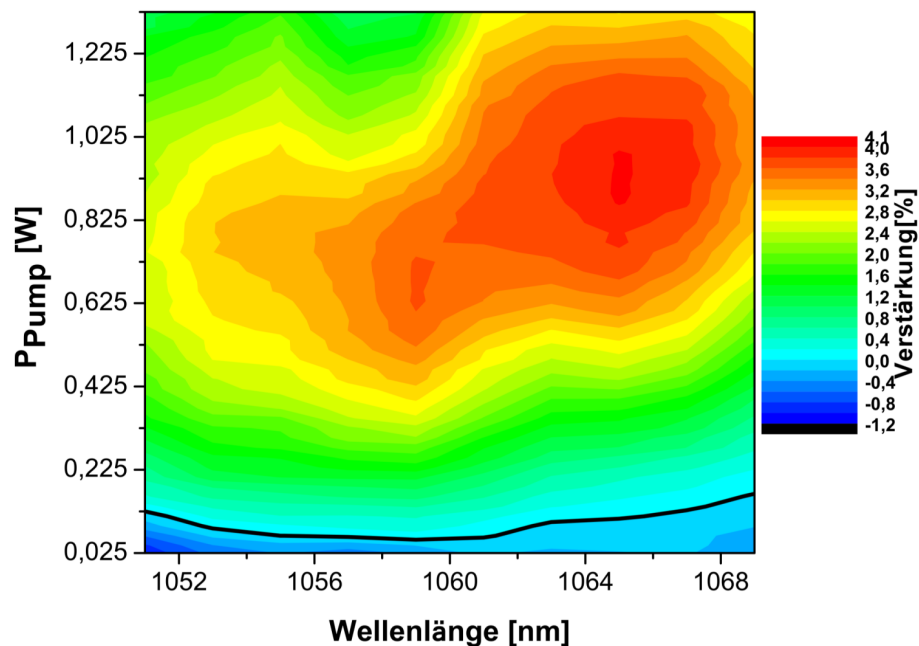


Bild 7.7: Farbcodiertes Spektrum der Verstärkung des Designs mit zwei zusätzlichen Quantum Wells bei einer Temperatur von 20°C. Die schwarze Linie markiert die Transparenz, d.h. Verstärkung = 0%.

ungünstig verstimmt ist, was die Ausgangsleistung beschränkt, vermutlich aber auch die optische Verstärkung reduziert. Des Weiteren fällt im Spektrum auf das neben dem Hauptmaximum bei 1065 nm, noch ein weiteres Maximum mit knapp 3.2% bei 1059 nm gibt. Dabei ist vor allem interessant das dieses Nebenmaximum bei einer geringeren Pumpleistung von ca. 650 mW auftritt. Dieser Effekt ist ebenfalls ein Ausdruck der Verstimmung des VECSELs. Da die Resonanzen im Chip nicht Aufeinander abgestimmt sind, ist das Verstärkungsspektrum nicht klar ausgeprägt und damit etwas stärker von der Wellenlänge abhängig als Spektrum der Verstärkung

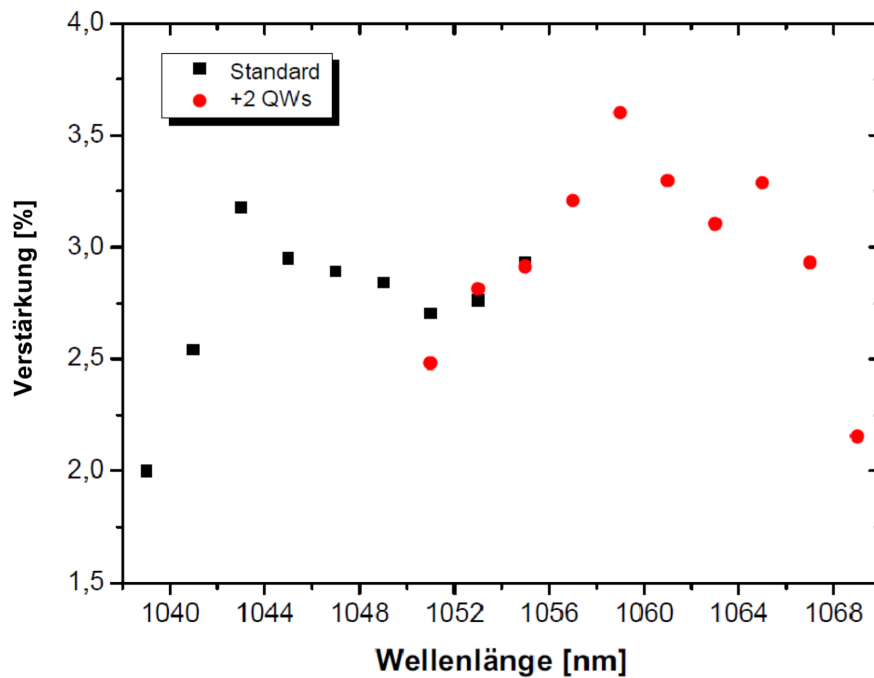


Bild 7.8: Vergleich der optischen Verstärkung des Standarddesigns und des Designs mit den zwei zusätzlichen QWs über die Wellenlänge bei einer Pumpleistung von 600 mW und 20°C.

des Standarddesigns (siehe Graph 6.13). Die Absorption des Chips, also die Verstärkung des ungespumpten Chips, ist etwas niedriger als beim Standardchip (siehe Bild 6.6), der Verlauf ist aber ähnlich. Ein Vergleich der Verstärkung beider Varianten für eine Pumpleistung von 600 mW ist in Graph 7.8 zu finden. Dort lässt sich die höhere optische Verstärkung dieses Designs gut ablesen, aber auch, dass der Chip deutlich langwelliger emittiert.

7.2.2 Laserschwelle

In Graph 7.9 sind die aus dem Spektrum der optischen Verstärkung berechneten Laserschwellen des Designs mit den zusätzlichen QWs über der Wellenlänge aufgetragen. Die Laserschwellen haben eine ähnliche Abhängigkeit von der Wellenlänge wie die des Standarddesigns. Die Transparenz, d.h. bei einer Verstärkung von 0.0%, hat ein breites ausgeprägtes Minimum bei ungefähr 1059 nm und ca. 90 mW. In diesem Graphen ist die gemessene Laserschwelle für eine Spiegeltransmission von 0.3% im Laserbetrieb mit einem roten Stern angezeigt, der Wert stammt aus Graph 4.3. Mit 1058 nm und 120 mW passt die gemessene Laserschwelle sehr gut zur Kurve und zeugt

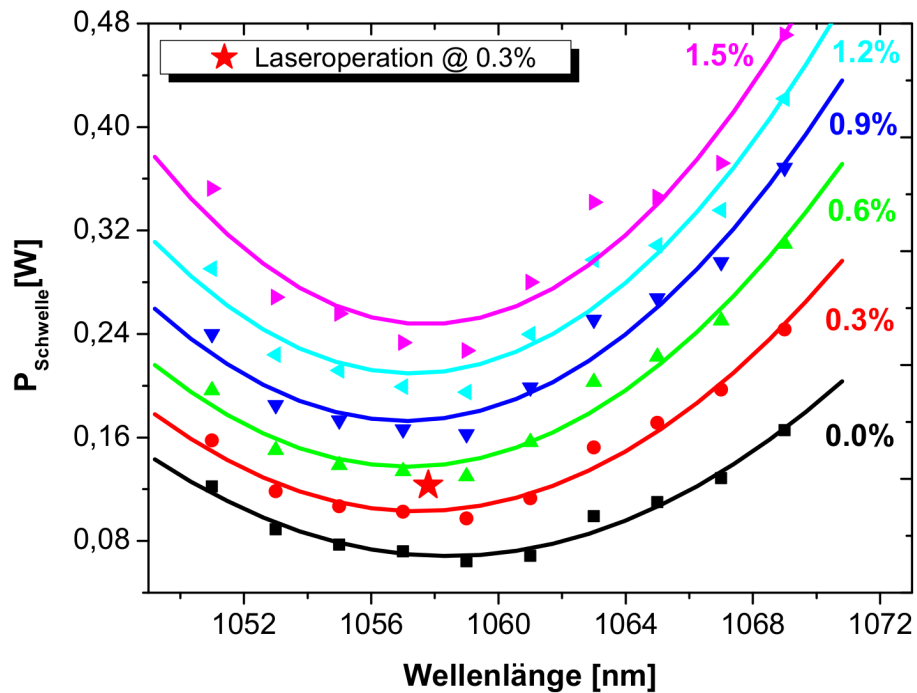


Bild 7.9: Berechnete Laserschwellen für eine Verstärkung des VECSELs von 0.0% bis 1.5% mit den zusätzlichen QWs für 20°C. Der rote Stern gibt die Laserschwelle im Laserbetrieb für eine Spiegeltransmission von 0.3% an.

von der guten Übereinstimmung zwischen den Messungen der Verstärkung und dem Laserbetrieb. Beim Standarddesign wurde ein spektraler Unterschied zwischen dem Maximum der Verstärkung und dem Minimum der Laserschwelle gefunden, wobei das Maximum der Verstärkung kurzwelliger war als das Minimum der Laserschwelle.

Auch bei diesem Chip gibt es einen ähnlichen Unterschied von ca. 6 nm, bezogen auf das Hauptmaximum bei 1064 nm. Für diesen Chip ist das Minimum kurzwelliger, damit hat sich das Vorzeichen für den spektralen Unterschied d.h. für das Detuning bei diesem Chip umgekehrt im Bezug zum Standardchip. Was ebenfalls auf eine starke Verstimmung hin deutet, was schon in Kapitel 4.1 vermutet wurde.

Diese Annahme wird unterstützt dadurch, dass das Minimum der Laserschwelle sehr gut zu dem Nebenmaximum bei 1059 nm passt, welches bei einer niedrigeren Pumpleistung als das Hauptmaximum auftritt. Da bei einem unverstimmten Chip das Spektrum der Verstärkung, und damit die Laserschwelle, von einem eindeutigen Maximum bestimmt wird und nicht von den Nebenmaximas.

Trotzdem ist eine leichte Blauverschiebung des Minimums für höhere Verstär-

kungswerte erkennbar. Das Minimum in der Transparenz ist um ca. 2 nm langwelliger als das Minimum bei einer optischen Verstärkung von 1.5%. Diese Verschiebung ist etwas kleiner als die Verschiebung um 4 nm von 1059 nm auf 1055 nm, die sich aus der Spiegelserie aus Kapitel 4.1 ableiten lässt.

7.2.3 Optische Verstärkung im Pulsbetrieb

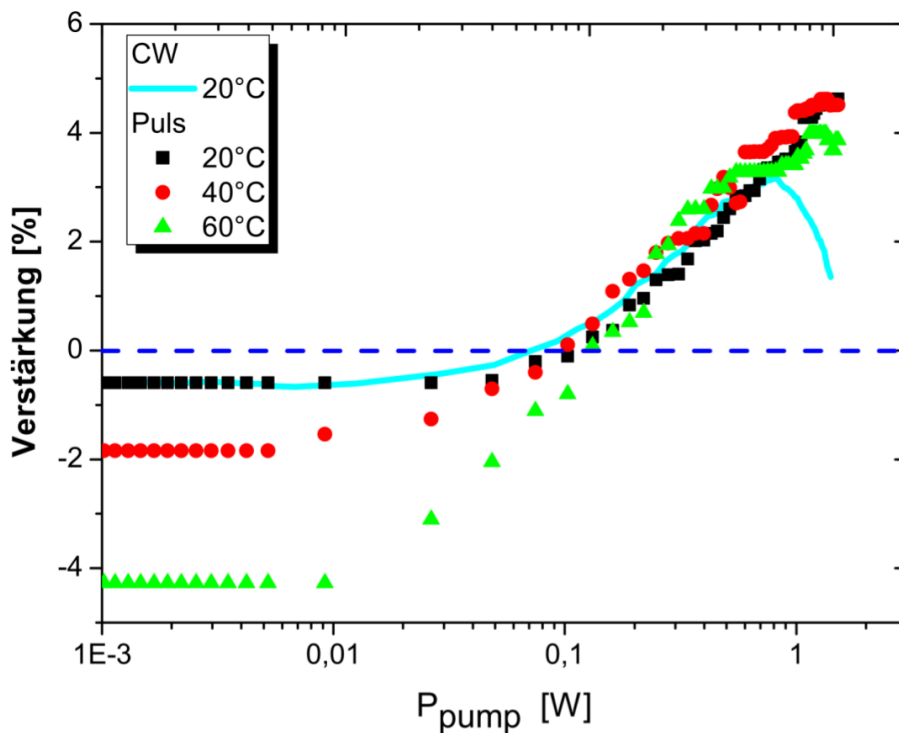


Bild 7.10: Optische Verstärkung für 1055 nm, gepulst für 20°C, 40°C und 60°C sowie CW für 20°C.

Im Pulsbetrieb kann die Temperaturabhängigkeit der Verstärkung über einen weiten Temperaturbereich sehr genau vermessen werden. Der Graph 7.10 zeigt für 1055 nm einen Vergleich der Verstärkung des VECSEL zwischen Pulsbetrieb und CW-Betrieb für 20°C. Besonders stark fällt auf, dass die Verstärkung im Pulsbetrieb kein Überrollen zeigt, praktisch stetig ansteigen und einen maximalen Wert von ca. 5% erreichen, während die Verstärkung im CW-Betrieb bei Pumpleistungen von über 1 W stark einbricht. Zusätzlich wurde im Graph die Verstärkung für 40°C (rot) und 60°C (grün) eingezeichnet. Die CW-Verstärkung liegt ungefähr zwischen den Werten im

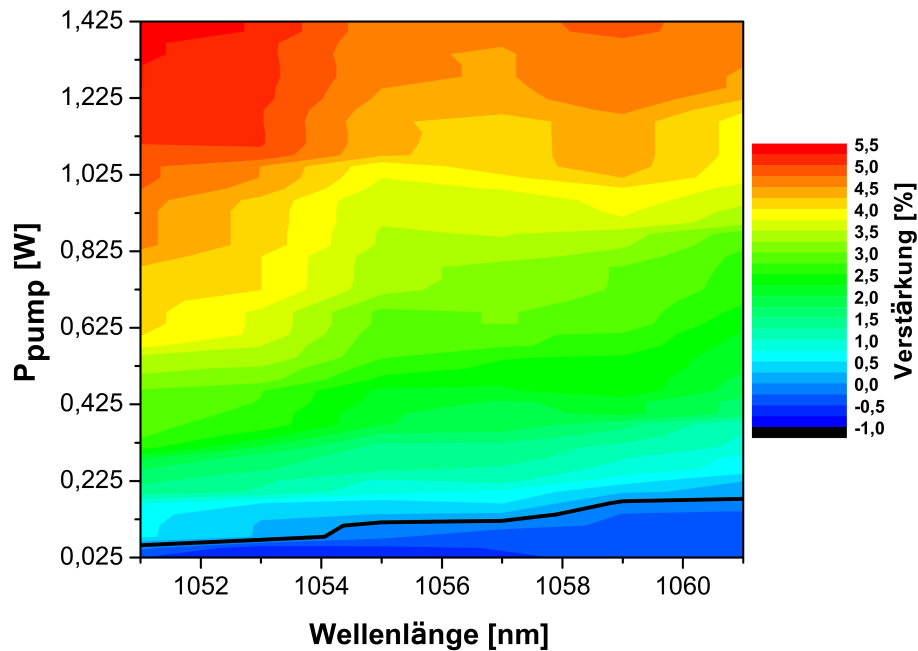


Bild 7.11: Falschfarbenspektrum der optischen Verstärkung im Pulsbetrieb bei einer Temperatur von 20°C. Die schwarze Linie markiert die Transparenz, d.h. eine Verstärkung = 0%.

Pulsbetrieb für 20°C und 40°C. Die Verstärkung im Pulsbetrieb selbst zeigt bei dieser Wellenlänge von 1055 nm nur eine schwache Temperaturabhängigkeit. Für 60°C ist die Verstärkung bei 1 W ungefähr ein halbes Prozent niedriger als für 20°C oder 40°C. Das vollständige Spektrum der Verstärkung in einer Falschfarbencodierung für 20°C im Pulsbetrieb ist in Bild 7.11 dargestellt. Die optische Verstärkung steigt mit der Pumpleistung an und zeigt weder eine Reduktion aufgrund einer größer werdenden Verstimmung wie im CW-Betrieb noch eine Sättigung, wie sie beim Standarddesign zu beobachten ist (siehe Graph 6.25). Dass auch für höhere Pumpleistungen keine Sättigung der Verstärkung auftritt, war zu erwarten, da durch die beiden zusätzlichen Quantum Wells die Anzahl der zur Verfügung stehenden und zu besetzenden Zustände ansteigt, was eine Sättigung hinauszögert.

Das Maximum der Verstärkung wird daher auch für die höchste verwendete Pumpleistung von ca. 1.4 W gefunden, allerdings am kurzwelligen Rand des gemessenen Spektrums, da durch die niedrigere Temperatur eine starke Blauverschiebung der Verstärkung auftritt. Mit ca. 5.5% liegt das Maximum merklich höher als die 4.1% im CW-Betrieb. Der Anstieg der Verstärkung des VECSEL Chips wird nicht durch eine Verbesserung der Effizienz erreicht,

sondern einfach durch die Möglichkeit, höhere Pumpleistungen zu verwenden, ohne den Chip zu erwärmen. Für das Standarddesign wurde im Pulsbetrieb eine maximale Verstärkung von 4.6% gemessen, das entspricht einem Beitrag zur Verstärkung von 0.75% für jeden einzelnen Quantum Well im Pulsbetrieb. Für das Design mit zwei zusätzlichen Quantum Wells ergibt sich ein Wert von ca. 0.7% pro QW und damit eine gute Vergleichbarkeit. Dies ist ein Indiz dafür, dass die zusätzlichen QWs im Chip gut platziert sind und ähnlich gut gepumpt werden wie die übrigen QWs.

In dem Graphen 7.12 sind die Spektren für 40°C und im Graphen 7.13 die Spektren für 60°C im Pulsbetrieb über der Wellenlänge aufgetragen. Mit steigender Temperatur verschiebt sich das Maximum der Verstärkung ins Langwellige, von 1052 nm bei 20°C über 1055 nm bei 40°C zu 1059 nm bei 60°C. Dies entspricht einer gemittelten Verschiebung von ca. 0.18 nmK^{-1} und ist damit kleiner als die Verschiebung, die aus den Laserkennlinien bestimmt wurde. Das bedeutet, dass die optische Verstärkung im Pulsbetrieb stärker von der RPG-Resonanz bestimmt wird als im CW-Betrieb.

Neben der Verschiebung der Verstärkung fällt besonders auf, dass die Verstärkung konstant mit der Temperatur absinkt. Bei 40°C beträgt der maximale Wert nur noch 4.7% und ist damit fast ein ganzes Prozent niedriger. Damit

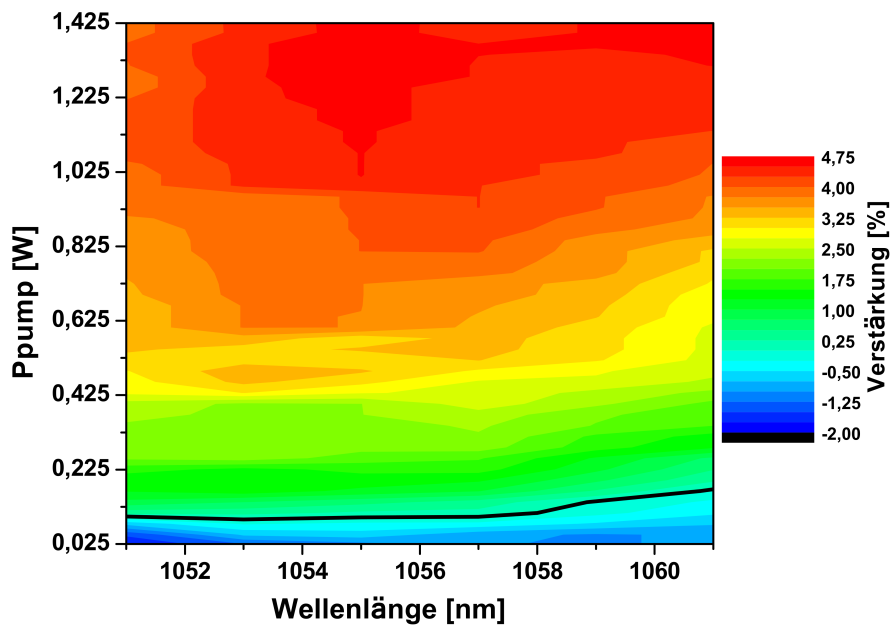


Bild 7.12: Spektren der optischen Verstärkung des VECSELs mit zwei zusätzlichen Quantum Wells für 40°C .

sogar niedriger als bei dem Standarddesign, wo bei der gleichen Temperatur die Verstärkung 4.9% beträgt. Noch gravierender ist diese Änderung bei der optischen Verstärkung pro QW, der für den Standardchip ca. 0.8% pro QW beträgt, für dieses Design aber nur bei 0.6% pro QW liegt. Für 60°C bleibt der Unterschied ähnlich groß mit 0.75% pro QW für das Standarddesign und mit 0.55% pro QW für dieses Design.

Der Grund dafür ist, dass das hier betrachtete Design auf eine zu niedrige Temperatur optimiert ist. Daher steigt die Verstimmung zwischen der RPG-Resonanz und QW-Verstärkung stetig an und limitiert damit insbesondere für höhere Temperaturen die optische Verstärkung stark. Während der Standard Chip so designt ist, dass sich die optische Verstärkung mit steigender Temperatur erst ansteigt und dann erst abfällt, siehe Abschnitte 1.5.1 und 6.4.

Ein Vergleich der Verstärkung im Pulsbetrieb mit dem des CW-Betriebs ist nur relativ möglich, da sich die Messbedingungen unterscheiden, siehe dazu Kapitel 2.2.2. In Bild 7.14 ist die Verstärkung bei einer Pumpleistung von 800 mW über der Wellenlänge aufgetragen, sowohl für den CW-Betrieb bei 20°C (blaue Linie) als auch im Pulsbetrieb bei 20°C (schwarz), 40°C (rot) und 60°C (grün). Die optische Verstärkung bei 20°C ist für den CW-Betrieb

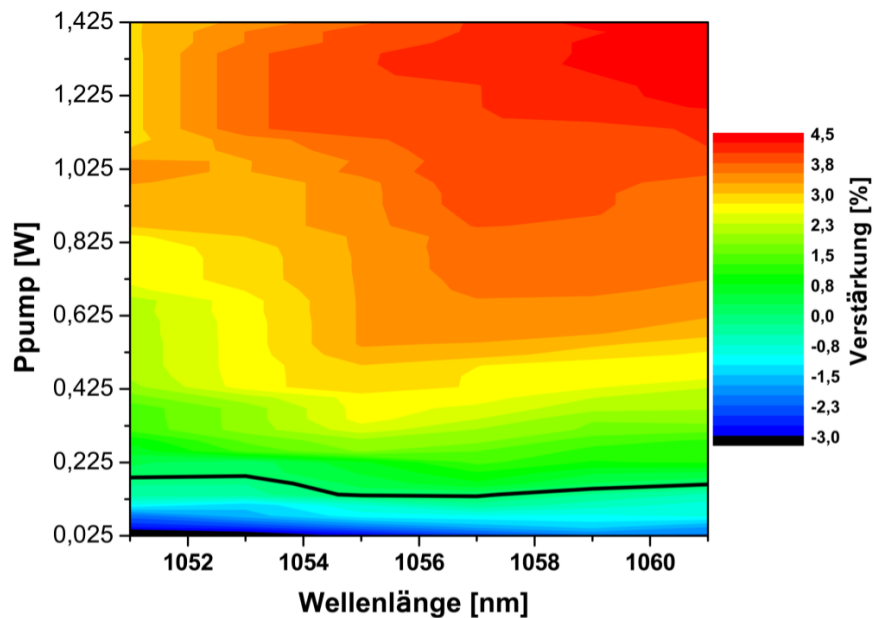


Bild 7.13: Spektren der optischen Verstärkung des VECSELs mit zwei zusätzlichen Quantum Wells für 60°C.

und den Pulsbetrieb sehr unterschiedlich, sowohl im Hinblick auf die Position und die Höhe des Maximums der Verstärkung als auch in dessen Verlauf. Für den Pulsbetrieb bei 60°C ist die Übereinstimmung mit den CW-Werten für 20°C sehr gut, sowohl was die Höhe als auch den Verlauf der Verstärkung betrifft. In diesem Fall ist die Temperatur des Chips für beide Messmethoden ähnlich, da seine Erwärmung durch das Pumpen im CW-Betrieb vergleichbar ist mit der höheren Wärmesenktemperatur. Daraus lässt sich ein R_{TH} von ca. 50 K/W ableiten. In Kapitel 4.1.1 wurde der R_{TH} auf ca. 60 K/W bestimmt, was eine gute Übereinstimmung ist, bedenkt man die stark unterschiedlichen Messmethoden und die Schwankungsbreite des R_{TH} .

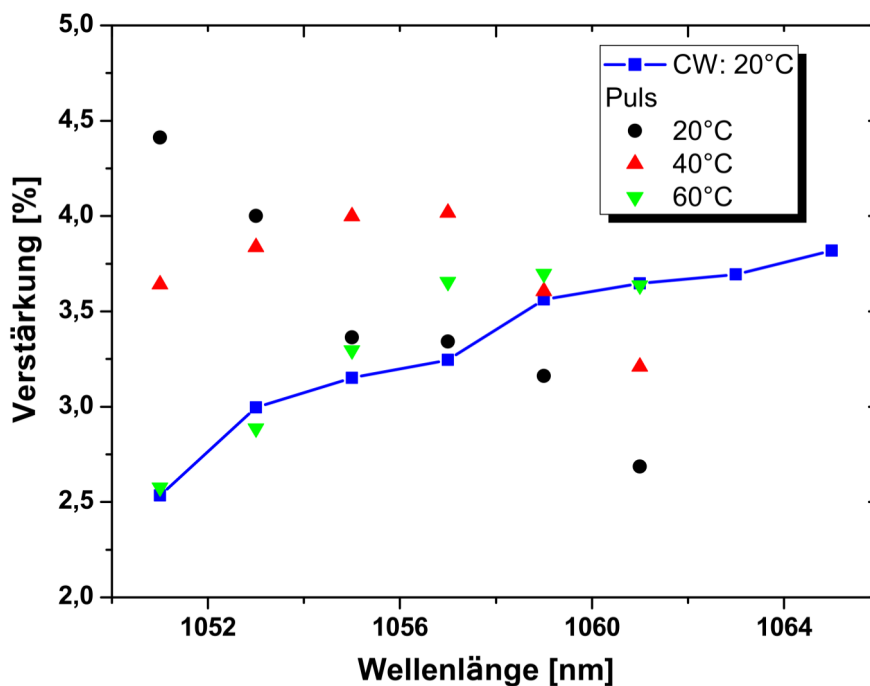


Bild 7.14: Optische Verstärkung bei einer Pumpleistung von 800 mW im CW-Betrieb bei 20°C und im Vergleich dazu die Verstärkung im Pulsbetrieb für 20°C, 40°C und 60°C.

7.2.4 Laserschwelen im Pulsbetrieb

Aus dem Spektrum der optischen Verstärkung für den Pulsbetrieb lassen sich die Laserschwelen des Chips für verschiedene Werte berechnen, wobei die Werte der Verstärkung mit den Transmissionen eines angenommenen Resonatorspiegels korrespondieren, siehe Formel 1.24. In Graph 7.15 sind die Laserschwelen für 40°C und für eine Transmission von 0.0% (d.h. Transparenzleistung) bis 1.5% über der Wellenlänge aufgetragen.

Das Minimum der Transparenz liegt für 40°C bei ungefähr 1054 nm und 85 mW. Es kommt zu einer leichten Blauverschiebung des Minimums der Laserschwelle mit steigender Verstärkung zu 1052.5 nm, was durch die Bandfüllung mit steigender Besetzung der Zustände erklärbar ist und ein ähnlicher Effekt ist, wie er im CW Betrieb beim Standardchip beobachten wurde, siehe Abschnitt 6.3.2. Die Abhängigkeit der Laserschwellen von der Wellenlänge ist verglichen zu anderen Messungen sehr schwach ausgeprägt. Das ist ein Zeichen dafür, dass die Chipresonanz nicht stark ausgeprägt ist. Daher ist bei dieser Variante zu erwarten, dass die Emissionswellenlänge des Lasers stärker zu Sprüngen neigt (instabiler ist), was mit der starken Verschiebung der Emissionswellenlänge über die Chiptemperatur im CW Betrieb ($d\lambda/dT = 0.35 \text{ nm/K}$) korrespondiert, siehe Abschnitt 4.1.

Analog zur Verstärkung verschiebt sich das Minimum in der Laserschwelle mit steigender Temperatur ins Langwellige. Gleichzeitig steigen die Laserschwellen an, da sich die Verstärkung verringert. Am Beispiel der Transparenzleistung ist dies in Graph 7.16 gezeigt. Für die Transparenz steigt die notwendige Pumpleistung von ca. 60 mW bei 1050 nm für 20°C auf 120 mW bei ca. 1056 nm für 60°C. Die Transparenzleistung liegt bei 20°C verglichen

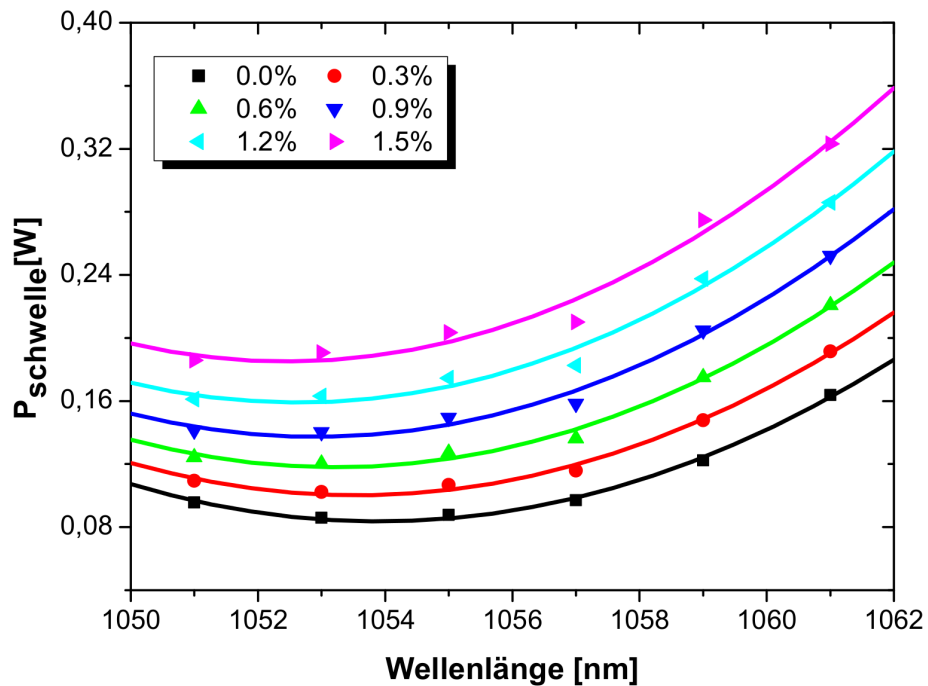


Bild 7.15: Berechnete Laserschwelle des VECSELs mit zwei zusätzlichen QWs für 40°C im Pulsbetrieb für Transmissionswerte von 0.0% bis 1.5%.

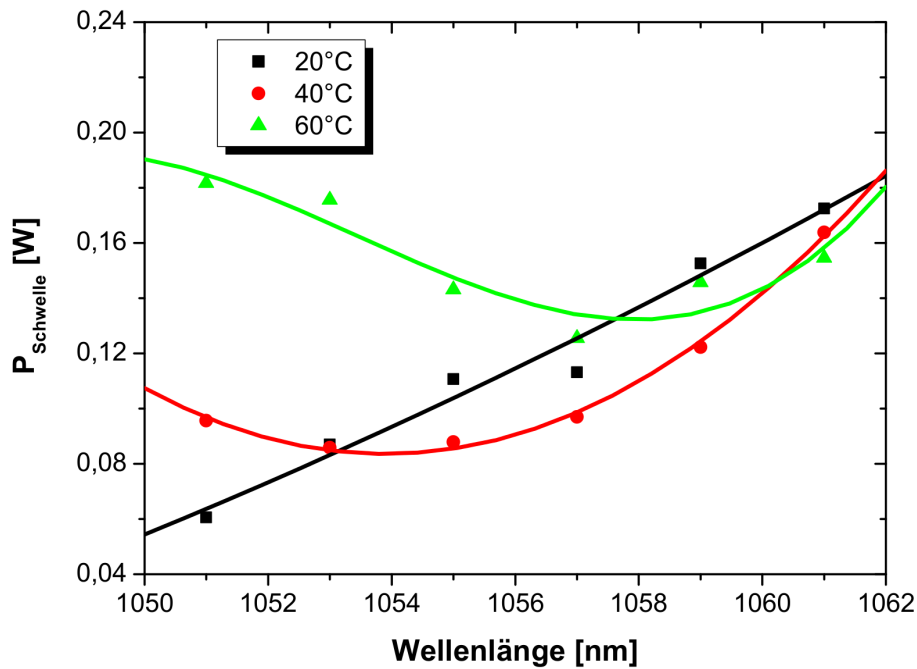


Bild 7.16: Transparenzleistung des VECSELs mit zwei zusätzlichen Quantum Wells im Pulsbetrieb für 20°C, 40°C und 60°C.

mit den CW Betrieb etwas niedriger um ca. 30 mW und das Minimum ist um mindesten ca. 8 nm kurzwelliger. Der wahrscheinlichste Grund dafür ist, dass die optische Verstärkung im Pulsbetrieb bei dieser langwelligen Wellenlänge sehr niedrig ist auch bei 60°C. Auch ist das Minimum bei 60°C nicht sehr stark ausgeprägt wegen der schwachen Chipresonanz. Für diesen Chip liegt die Transparenzleistung wegen der zunehmenden Verstimmung bei 40°C höher als bei 20°C.

Kapitel 8

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde ein optisch gepumpter *vertical external cavity surface emitting laser* (VECSEL) mit einer *resonant periodic gain structure* (RPG) untersucht. Es wurden dabei verschiedene Designvarianten analysiert und verglichen.

Der VECSEL wurde im Hinblick auf die größtmögliche Effizienz und Temperaturstabilität für die Verwendung in einem mobilen Projektor entwickelt. Mit dem untersuchten Standard-VECSEL konnten Bestwerte in der Effizienz für diese Laserklasse erreicht werden, wobei differenzielle Effizienzen η_{diff} von 52% und optische Effizienzen η_{opt} von mehr als 42% erreicht werden konnten. Wird darüber hinaus der Unterschied zwischen der Pumpwellenlänge und der Emissionswellenlänge berücksichtigt, ergibt sich eine Konversionseffizienz der Photonen η_{photon} von 65%.

Durch den austauschbaren externen Resonatorspiegel lassen sich die Eigenschaften des VECSELs in Abhängigkeit von der Transmission des Spiegels untersuchen. Damit können die optischen Verluste des VECSELs auf 0.3% per round trip bestimmt werden. Dieser Wert ist für die verschiedenen Varianten gleich, was ein Hinweis darauf ist, dass der größte Beitrag vom Braggspiegel verursacht wird, dessen nicht perfekte Reflektivität ein Verlust für den Laser ist. Die Reflektivität des Braggspiegels wurde unabhängig davon auf mindestens 99.7% bestimmt.

Die Ausgangsleistung von mehr als 600 mW ist mehr als ausreichend für die angedachte Verwendung in Projektoren als frequenzverdoppelter grüner Laser. Die Emissionswellenlänge liegt je nach Ausgangsleistung zwischen 1050 nm und 1066 nm. Der Laserstrahl des VECSELs besitzt ein nahezu gaußförmiges Strahlprofil, was einer Verwendung als frequenzverdoppelter Laser für Projektoren entgegenkommt. Das optische Pumpen des VECSELs ermöglicht es, die Ausgangsleistung des Lasers nahezu beliebig mit dem

Durchmesser des Pumpspots zu skalieren. So kann entweder die Laserschwelle weiter minimiert oder die Ausgangsleistung auf mehr als 1 Watt gesteigert werden. Dabei blieb die differenzielle Effizienz des VECSELs für die verschiedenen Spotdurchmesser nahezu gleich.

Da der VECSEL auf eine Erhöhung der Temperatur der Wärmesenke mit einem starken Einbruch der Leistung reagiert und die maximale Emissionswellenlänge nahezu unabhängig von der Temperatur ist, liegt es nahe, eine thermische Limitierung des Chips zu vermuten. Diese Limitierung kann verringert werden durch ein besseres Wärmemanagement. Möglich ist dies, indem ein Dünnschichtansatz für den Laser verwendet wird, dabei wird das GaAs-Substrat durch Silizium, das eine höhere thermische Leitfähigkeit besitzt, ersetzt. Damit lässt sich die maximale Ausgangsleistung bei Standardbedingungen auf mehr als 900 mW steigern, was einem Anstieg um ca. 300 mW entspricht. Auch kann der Dünnschicht-VECSEL bei höheren Wärmesenktemperaturen betrieben werden.

Wie wichtig die Barrierenhöhe der QWs auf die Effizienz bei hohen Temperaturen ist, wurde für das Design ersichtlich, bei dem die GaAsP-Schichten weggelassen wurden. Hier reduziert sich die Ausgangsleistung bei 60°C auf 39% der Leistung die der VECSEL bei 20°C erreicht, der Standard-VECSEL erreicht jedoch bei 60°C 77% der 20°C-Leistung. Der Grund dafür ist ein stärkeres Entkommen der Ladungsträger aus den QWs und deren anschließende nicht strahlende Rekombination. Dies reduziert auch die Ausgangsleistung durch ein um 100 mW früheres Überrollen.

Die Eigenschaften des VECSELs skalieren sehr gut mit der QW-Anzahl, was insbesondere für die Laserschwelle gilt. Bei einer Transmission von 1.2% trägt jeder Quantum Well im Falle der Standardbeschichtung ungefähr 20 mW zur Laserschwelle bei. Die Ausgangsleistung des Designs mit zwei zusätzlichen QW ist um ca. 10% größer, jedoch nur bei einer höheren Transmission, während bei geringeren Transmissionen die zusätzlichen QWs eher limitierend wirkt. Dies liegt aber eher an der unglücklichen Verstimmung der untersuchten Chips.

Um die Laserschwelle zu senken, wurde ein VECSEL-Chip mit einer anderen Antireflexionsschicht versehen. Diese besitzt für die Emissionswellenlänge eine Reflektivität von ca. 20% statt den standardmäßigen 3%. Dadurch wird die Resonanz der RPG verstärkt, was die optische Verstärkung erhöht und die Laserschwelle bei einer Transmission von 2.4% um ca. 100 mW senkt. Dazu reduziert sich die Verschiebung der Wellenlänge mit der Pumpleistung um einige Nanometer, da die optische Verstärkung stärker lokalisiert ist.

Der VECSEL wird standardmäßig mit einem 808-nm-Diodenlaser ge-

pumpt. Durch die Verwendung einer längeren Pumpwellenlänge lässt sich der Quantendefekt reduzieren und die optische Effizienz η_{opt} steigern. Die differenzielle Effizienz des Lasers kann durch den Einsatz von 841 nm als Pumpwellenlänge um ca. 4% gesteigert werden. Mit 841-nm-Pumplicht wurden differenzielle Effizienzen η_{diff} von mehr als 52% erreicht. Die verringerte Absorption des Pumplichtes in den GaAs-Barrieren ist erst bei Wellenlängen von mehr als 850 nm problematisch und zeigt sich in einer reduzierten Effizienz. Durch Verwendung von dickeren GaAs-Absorbern kann die Reduktion des Absorptionskoeffizienten kompensiert werden. Damit kann die differenzielle Effizienz für 860 nm und länger verbessert werden. Der VECSEL wird zwar selbst nicht effizienter, ermöglicht aber die Verwendung von Pumplasern mit höherer Effizienz.

In Rahmen dieser Arbeit wurde ein Schwerpunkt auf die Vermessung und Analyse der optischen Verstärkung des VECSELs gelegt, um so ein besseres Verständnis der *resonant periodic gain structure* zu erreichen. Zur Untersuchung der optischen Verstärkung wurde ein Messplatz aufgebaut, der anhand der Reflektivität des Chips die optische Verstärkung ermittelt. Die Reflektivität der VECSEL-Chips ist durch den Braggspiegel und die Eigenschaften der QWs definiert. Die Reflektivität und damit die optische Verstärkung sind beide proportional zur Pumpleistung. Die Messung der optischen Verstärkung über die Bestimmung der Chipreflektivität liefert Werte, die gut mit den Abschätzungen aus dem Laserbetrieb korrelieren. Mit der Messung konnte die optische Verstärkung für einen großen Parameterraum bestimmt werden. Es wurde eine Anregung von Exzitonen bei kleinen Tastleistungen beobachtet, welche die Absorption für Wellenlänge in der Nähe der Bandkante stark beeinflusst. Bei kleinen Pumpleistungen überwiegt die Absorption der QWs und die optische Verstärkung steigt linear an. Für Pumpleistungen um 100 mW erreicht der Chip die Transparenz, bei einer weiteren Steigerung der Leistung erhöht sich die optische Verstärkung nach dem logarithmischen Modell.

Für das Standarddesign wurde eine maximale optische Verstärkung von 3.3% bei einer Pumpleistung von 900 mW gefunden. Bei einer Erhöhung der Temperatur auf 40°C steigt die Verstärkung auf 3.7% an, sinkt aber bei einer weiteren Temperaturerhöhung überproportional ab. Grund für dieses Verhalten ist die Optimierung der RPG auf 40°C, was das Absinken der QW-Verstärkung teilweise kompensiert. Diese Optimierung wurde realisiert indem der optische Abstand zwischen den QWs in der RPG bei 20°C zu groß gewählt wurde. Aus dem Vergleich mit der optischen Verstärkung von nicht resonanten Laserdioden ergibt sich im optimalen Fall eine Verbesserung der Verstärkung um 60% durch die RPG.

Aus den Verstärkungsspektren lassen sich die Transparenzleistung und die Laserschwelle für verschiedene angenommene Resonatortransmissionen berechnen. Insbesondere die Bestimmung der Transparenzleistung ist ein guter Indikator für die Qualität des VECSELs. Bei einer genaueren Betrachtung fällt auf, dass sich die Minima der Laserschwelle für größere Transmissionen blau verschieben. Dies wird dadurch hervorgerufen, dass sie sich mit steigender Pumpleistung auffüllen und damit kurzwellig verschieben. Entsprechend gibt es einen spektralen Abstand zwischen dem Maximum der optischen Verstärkung und dem Minimum der Transparenzleistung. Der Unterschied wird dadurch verursacht, dass infolge der Verstimmung das Optimum der Emission der QWs und das der Chipresonanz nicht gleich sind. Daher ist der spektrale Unterschied für 40°C beim Standarddesign sehr klein, bei 20°C und 60°C hingegen größer.

Um diese Erwärmung zu unterbinden, wurde die optische Verstärkung auch im Pulsbetrieb bestimmt. In diesem Betriebsmodus reduziert er sich nicht mehr durch das thermisch verursachte Detuning, und die maximale Verstärkung steigt infolge der nun verwendbaren höheren Pumpleistungen von 1.4 W auf 4.6% an. Allerdings stagniert die optische Verstärkung für hohe Pumpleistung, was ein Hinweis auf eine Sättigung ist.

Die optische Verstärkung des VECSELs lässt sich so im Vergleich zum Standardchip mit 8% mehr als verdoppeln. Die RPG verbessert die reine Verstärkung der *Quantum Wells* in diesem Fall auf ungefähr das Dreifache des reinen Materialwertes. Gleichzeitig wird die Breite des Spektrums für die Verstärkung reduziert. Dies wiederum vermindert den Gang der Wellenlänge mit der Pumpleistung und ermöglicht damit eine einfachere Stabilisierung der Wellenlänge. Gegenüber der normalen Beschichtung reduziert sich die Laserschwelle deutlich um ca. ein Drittel, was die Effizienz für niedrige Pumpleistungen erhöht. Einzig bei dieser Variante ist der Unterschied zwischen dem Maximum der Verstärkung und dem Minimum der Transparenzleistung minimal, da hier die Resonanz des Chips alle anderen Effekte überdeckt.

Eine weitere Möglichkeit, die optische Verstärkung zu erhöhen, ist die Verwendung von zusätzlichen QWs im Chip: Damit kann die Verstärkung leicht auf 4% gesteigert werden. Die RPG-Resonanz ist aber schwächer als beim Standarddesign, was die maximale optische Verstärkung beschränkt. Der Grund dafür ist, dass dieses Design stärker verstimmt ist als das Standarddesign. Diese Verstimmung ist gut an dem Verstärkungsspektrum abzulesen, genauer an dem spektralen Abstand zwischen Minimum der Transparenz und des Maximums der optischen Verstärkung. Bei dem Standard-VECSEL ist das Maximum kurzwelliger bei der Variante mit den zusätzlichen QWs ist es langwelliger als das Minimum der Transparenz. Dies spiegelt sich auch in den Pulsmessungen wider: Zwar erhöht sich die maximale Verstärkung auf 5.5%

bei 20°C, er sinkt aber, statt anzusteigen, bei einer Erhöhung der Temperatur auf 40°C.

Die im Rahmen dieser Untersuchung gewonnenen Informationen über den Gain können benutzt werden, um die *resonant periodic gain structure* weiter zu optimieren, insbesondere was den Einfluss der Temperatur auf die optische Verstärkung betrifft. Die untersuchten optisch gepumpten *vertical cavity external surface emitting laser* haben das Potenzial, angesichts ihrer hohen Effizienz und ihrer sehr guten Strahlqualität in vielen verschiedenen Anwendungen erfolgreich zum Einsatz zu kommen.

Abkürzungs - und Symbolverzeichnis

VECSEL	<i>vertical external cavity surface emitting laser</i>
VCSEL	<i>vertical cavity surface emitting laser</i>
SESAM	<i>semiconductor saturable absorber mirror</i>
InGaAlP	<i>Indiumgalliumaluminiumphosphid</i>
InGaN	<i>Indiumgalliumnitrid</i>
InGaAs	<i>Indiumgalliumarsenid</i>
GaAsP	<i>Galliumarsenidphosphid</i>
AlGaAs	<i>Aluminiumgalliumarsenid</i>
GaAs	<i>Galliumarsenid</i>
RPG	<i>resonant periodic gain structure</i>
QW	<i>quantum well</i>
A_{21}	<i>Einsteinkoeffizient: Absorption</i>
B_{21}	<i>Einsteinkoeffizient: spontane Emission</i>
B_{12}	<i>Einsteinkoeffizient: stimulierte Emission</i>
U	<i>spektralen Strahlungsenergiedichte[cm⁻¹]</i>
f(E)	<i>Fermifunktion</i>
D(E)	<i>Zustandsdichte [1/eVcm⁻³]</i>
$f_E(E)$	<i>Wahrscheinlichkeit das ein Photon der Energie E emittiert wird</i>
$f_A(E)$	<i>Wahrscheinlichkeit das ein Photon der Energie E absorbiert wird</i>

R_E	<i>Rate der Emission in einem Halbleiter [s^{-1}]</i>
R_A	<i>Rate der Absorption in einem Halbleiter [s^{-1}]</i>
R_{SE}	<i>Rate der stimulierten Emission in einem Halbleiter</i>
ϕ	<i>Photonenflussdichte</i>
g	<i>relativer Gain [cm^{-1}]</i>
α_{loss}	<i>relative optische Resonatorverluste [cm^{-1}]</i>
α_s	<i>relative Spiegelverluste [cm^{-1}]</i>
I	<i>Intensität des Lichtes nach dem Durchqueren des Gainmediums</i>
$1 - T_{loss}$	<i>optische Verluste im Resonator [%]</i>
T_i	<i>Transmission des Resonatorspiegel i [%]</i>
P_{pump}	<i>Pumpleistung [W]</i>
F_{spot}	<i>Fläche des Pumpspots [mm^2]</i>
A	<i>Absorptionsgrad des Pumplichtes im Chip [%]</i>
λ	<i>Emissionswellenlänge [nm]</i>
λ_{pump}	<i>Pumpwellenlänge [nm]</i>
BIFI	<i>birefringent filter</i>
η_{quant}	<i>Unterschied zwischen Pump- und Emissionswellenlänge $\frac{\lambda}{\lambda_{pump}}$</i>
η_{qw}	<i>Einfangeffizienz der QWs für Ladungsträger</i>
n_{QW}	<i>Konzentration der Elektronen in den QWs [cm^{-3}]</i>
P_{th}	<i>Laserschwelle [W]</i>
P_{out}	<i>Ausgangsleistung des VECSELs [W]</i>
η_{diff}	<i>differentielle Effizienz bzw. Steilheit des Lasers</i>
η_{int}	<i>interne Effizienz des Lasers</i>
η_{opt}	<i>optische Effizienz des Lasers</i>

$\eta_{p,opt}$	<i>optische Effizienz des Lasers korrigiert um η_{quant}.</i>
$\eta_{p,diff}$	<i>Steilheit des Lasers korrigiert um η_{quant}.</i>
AR	<i>Antireflexbeschichtung</i>
Γ	<i>Füllfaktor</i>
\tilde{G}	<i>Bruttoverstärkung ohne optische Verluste [%]</i>
G	<i>Nettogain inklusive der optischen Verluste, $G(P_{tr}) = 0$ [%]</i>
P_{tr}	<i>Transparenzleistung des Lasers [W]</i>
g_0	<i>Proportionalitätskonstante für das logarithmische Modell [%]</i>
a	<i>Proportionalitätskonstante für das lineare Modell [%/W]</i>
P_λ	<i>Tastleistung bei der Messung der optischen Verstärkung [W]</i>
κ	<i>Korrekturfaktor für die optischen Verluste des Messplatzes [%]</i>
n_i	<i>Brechungsindex des Materials i</i>
D	<i>elektrisches Feld [Vm^{-1}]</i>
\mathbf{P}	<i>Polarisation des elektischen Feld</i>
ϵ_0	<i>Dielektrizitätskonstante des Vakuums</i>
χ	<i>Tensor der dielektrischen Suszeptibilität</i>
E_c	<i>Koerzitivfeldstärke</i>
K	<i>Kopplungskonstante des nichtlinearen optischen Kristalls</i>
ρ	<i>Krümmungsradius des Resonatorspiegels [m]</i>
E_{gap}	<i>Bandlücke [eV]</i>
η_{photon}	<i>Umwandlungseffizienz von Pump- in Emissionsphotonen</i>
P_{loss}	<i>Verlustleistung des Lasers[W]</i>
R_{TH}	<i>thermischer Widerstand des Chips [K/W]</i>
w	<i>minimaler Durchmesser des Laserstrahls [m]</i>
T_0	<i>Charakteristische Temperatur der Laserschwelle [K]</i>

α_{GaAs}	<i>Absorptionskoeffizient des GaAs [cm^{-1}]</i>
QD	<i>Quanten Defekt</i>
β	<i>Referenzkonstante bei der Charakterisierung des Braggspiegels</i>

Literaturverzeichnis

- [1] T. Nezu, “*Displays Everywhere: Projecting a New World of Images*,” *Nikkei Electronics Asia Edition Cover Story*, p. <http://techon.nikkeibp.co.jp/article/HONSHI/20100922/185807/>, 2010.
- [2] C. Les, “*Microprojectors spur development of green lasers*,” *Photonics Spectra Magazine FastTrack*, 2010.
- [3] S. Lutgen, D. Dini, I. Pietzonka, S. Tautz, A. Breidenassel, A. Lell, A. Avramescu, C. Eichler, T. Lerner, J. Müller, G. Bruederl, A. Gomez-Iglesias, U. Strauss, W. G. Scheibenzuber, U. T. Schwarz, B. Pasenow, and S. Koch, “*Recent results of blue and green InGaN laser diodes for laser projection.*,” *Proceedings of SPIE*, vol. 7953, no. 1, pp. 79530G(1)–79530G(12), 2011.
- [4] A. Avramescu, T. Lerner, J. Müller, C. Eichler, G. Bruederl, M. Sabathil, S. Lutgen, and U. Strauss, “*True Green Laser Diodes at 524 nm with 50 mW Continuous Wave Output Power on c-Plane GaN*,” *Applied Physics Express*, vol. 3, no. 6, p. 061003(1), 2010.
- [5] A. C. Tropper and S. Hoogland, “*Extended cavity surface-emitting semiconductor lasers*,” *Progress in Quantum Electronics*, vol. 30, no. 1, pp. 1–43, 2006.
- [6] W. W. Chow, K. D. Choquette, M. H. Crawford, K. L. Lear, and G. R. Hadley, “*Design, Fabrication, and Performance of Infrared and Visible Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, no. 10, pp. 1810–1824, 1997.
- [7] T. Schwarzbaeck, M. Eichfelder, W.-M. Schulz, R. Roßbach, M. Jetter, and P. Michler, “*Short wavelength red-emitting AlGaInP-VECSEL exceeds 1.2 W continuous-wave output power*,” *Applied Physics B: Lasers and Optics*, vol. 102, no. 4, pp. 789–794, 2011.

- [8] M. Rahim, A. Khair, M. Fill, F. Felder, and H. Zogg, “*PbSe quantum well VECSEL on Si*,” *CLEO Europe and EQEC 2011 Conference Digest*, vol. 1416, pp. 109–112, 2011.
- [9] A. Ishida, Y. Sugiyama, Y. Isaji, K. Kodama, Y. Takano, H. Sakata, M. Rahim, A. Khair, M. Fill, F. Felder, and H. Zogg, “*2 W high efficiency PbS mid-infrared surface emitting laser*,” *Applied Physics Letters*, vol. 99, no. 12, pp. 121109–121111, 2011.
- [10] X. Zeng, D. L. Boiko, G. Cosendey, M. Glauser, J.-F. Carlin, and N. Grandjean, “*Optically pumped long external cavity InGaN/GaN surface-emitting laser with injection seeding from a planar microcavity*,” *Applied Physics Letters*, vol. 101, no. 14, pp. 141120(1)–141120(3), 2012.
- [11] A. H. Quarterman, K. G. Wilcox, V. Apostolopoulos, Z. Mihoubi, S. P. Elsmere, I. Farrer, D. A. Ritchie, and A. Tropper, “*A passively mode-locked external-cavity semiconductor laser emitting 60-fs pulses*,” *Nature Photonics*, vol. 3, pp. 729 – 731, 2009.
- [12] M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, and A. Mooradian, “*High-power 0.5W CW diode-pumped vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor lasers with circular TEM₀₀ beams*,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, no. 8, pp. 1063–1065, 1997.
- [13] B. Rudin, A. Rutz, M. Hoffmann, D. J. H. C. Maas, A.-R. Bellancourt, E. Gini, T. Südmeyer, and U. Keller, “*Highly efficient optically pumped vertical-emitting semiconductor laser with more than 20 W average output power in a fundamental transverse mode*,” *Optics Letters*, vol. 33, no. 22, pp. 2719–2722, (2008).
- [14] F. Akinaga, T. Kuniyasu, K. Matsumoto, T. Fukunaga, and T. Hayakawa, “*350 mW reliable operation in fundamental transverse-mode InGaAs ($\lambda = 1.05\mu\text{m}$)/ GaAsP strain-compensated laser diodes*,” *Electronics Letters*, vol. 39, pp. 55–57, 2003.
- [15] L. Fan, M. Fallahi, J. Hader, A. R. Zakharian, J. T. M. Jerome V. Moloney, R. Bedford, W. Stolz, and S. W. Koch, “*Multichip vertical-external-cavity surface-emitting lasers: a coherent power scaling scheme*,” *Optics Letters*, vol. 31, no. 24, pp. 3612–3614, 2006.
- [16] A. Chernikov, J. Herrmann, M. Scheller, M. Koch, B. Kunert, W. Stolz, S. Chatterjee, S. W. Koch, T. L. Wang, Y. Kaneda, J. M. Yarborough,

- J. Hader, and J. V. Moloney, “*Influence of the spatial pump distribution on the performance of high power vertical-external-cavity surface-emitting lasers*,” *Applied Physics Letters*, vol. 97, no. 19, p. 191110, 2010.
- [17] T.-L. Wang, Y. Kaneda, J. Yarborough, J. Hader, J. Moloney, A. Chernenkov, S. Chatterjee, S. Koch, B. Kunert, and W. Stolz, “*High-Power Optically Pumped Semiconductor Laser at 1040 nm*,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 22, no. 9, pp. 661–663, 2010.
- [18] S. Lutgen, T. Albrecht, P. Brick, W. Reill, and J. L. und W. Spaeth, “*8-W high-efficiency continuous-wave semiconductor disk laser at 1000 nm*,” *Applied Physics Letters*, vol. 82, no. 21, pp. 3620–3622, 2003.
- [19] S. Haupt, M. Furitsch, H. Lindberg, S. Illek, I. Pietzonka, U. Strauß, and G. Bacher, “*Analysis of the Pump Wavelength Dependence of a 1060nm VECSEL*,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 24, no. 5, pp. 341–343, 2012.
- [20] L. Fan, M. Fallahi, J. Hader, A. R. Zakharian, J. V. Moloney, J. T. Murray, R. Bedford, W. Stolz, and S. W. Koch, “*Linearly polarized dual-wavelength vertical-external-cavity surface-emitting laser*,” *Applied Physics Letters*, vol. 90, no. 18, pp. 181124(1)–181124(3), 2007.
- [21] T. Leinonen, Y. A. Morozov, A. Haerkönen, and M. Pessa, “*Vertical External-Cavity Surface-Emitting Laser for Dual-Wavelength Generation*,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 13, pp. 2508–2510, 2005.
- [22] A. Einstein, “*Zur Quantentheorie der Strahlung*,” *Physikalische Zeitschrift*, vol. 18, pp. 121–128, 1917.
- [23] C. K. N. Patel, “*Continuous-Wave Laser Action on Vibrational-Rotational Transitions of CO₂*,” *Phys. Rev.*, vol. 136, pp. A1187–A1193, Nov 1964.
- [24] R. Sauer, *Halbleiterphysik , Kapitel 4*. Oldenbourg Verlag München, 2009.
- [25] G. H. Wannier, “*The Structure of Electronic Excitation Levels in Insulating Crystals*,” *Phys. Rev.*, vol. 52, pp. 191–197, Aug 1937.
- [26] P. J. Klar, G. Rowland, P. J. S. Thomas, A. Onischenko, T. E. Sale, T. J. C. Hosea, and R. Grey, “*Photomodulated reflectance study of In_xGa_{1-x}As/GaAs/AlAs microcavity vertical-cavity surface emitting*

laser structures in the weak-coupling regime: The cavity/ground-state-exciton resonance,” *Phys. Rev. B*, vol. 59, pp. 2894–2901, Jan 1999.

- [27] A. Tropper, H. Foreman, A. Garnache, K. Wilcox, and S. Hoogland, “*Vertical-external-cavity semiconductor lasers,*” *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 37, no. 9, pp. R75–R85, 2004.
- [28] L. A. Coldren and S. W. Corzine, *Diode Lasers and Photonic Integrated circuits* . John Wiley and Sons series in microwave and optical engineering, 1995.
- [29] K. J. Ebeling, *Integrierte Optoelektronik* . Springer Verlag, 2002.
- [30] M. Kuznetsov, F. Hakimi, and R. S. A. Mooradian, “*Design and characteristics of high-power (0.5-W CW) diode-pumped vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor lasers with circular TEM₀₀ beams* ,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 86, no. 3, pp. 503–505, 1999.
- [31] C. J. R. Sheppard, “*Approximate calculation of the reflection coefficient from a stratified medium* ,” *Pure Appl. Opt.*, vol. 4, no. 5, pp. 665–669, 1995.
- [32] C. He, G. Lu, X. Shan, Y. Sun, T. Li, L. Qin, C. Yan, Y. Ning, and L. Wang, “*Theoretical analysis of 980nm high power vertical external-cavity surface-emitting semiconductor laser (VECSEL),*” *Proceedings of SPIE*, vol. 6028, no. 1, pp. 60280X(1)–60280X(10), 2006.
- [33] P. Zhang, Y. Song, T. Dai, and Y. Liang, “*Structural optimization of quantum wells used in a 1-μm vertical-external-cavity surface-emitting laser,*” *Journal of Nanophotonics*, vol. 5, pp. 059502(1)–059502(6), 2011.
- [34] H. Lindberg, M. Strassner, and A. Larsson, “*Improved spectral properties of an optically pumped semiconductor disk laser using a thin diamond heat spreader as an intracavity filter* ,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 7, pp. 1363–1365, 2005.
- [35] M. Y. A. Raja, S. R. J. Brueck, M. Osinki, C. F. Schaus, J. G. McInerney, T. M. Brennan, and B. E. Hammons, “*Resonant periodic gain surface-emitting semiconductor lasers* ,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 25, no. 6, pp. 1500–1512, 1989.
- [36] R. Haring, R. Paschotta, A. Aschwanen, E. Gini, F. Morier-Genoud, and U. Keller, “*High-power passively mode-locked semiconductor lasers* ,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 38, no. 9, pp. 1268–1274, 2002.

- [37] M. Jacquemet, M. Domenech, G. Lucas-Leclin, P. Georges, J. Dion, M. Strassner, I. Sagnes, and A. Garnache, “*Single-frequency cw vertical external cavity surface emitting semiconductor laser at 1003 nm and 501 nm by intracavity frequency doubling*,” *Applied Physics B: Lasers and Optics*, vol. 5, no. 3, pp. 503–510, 2006.
- [38] J.-M. Hopkins, A. J. Maclean, D. Burns, N. Schulz, M. Rattunde, C. Manz, K. Köhler, and J. Wagner, “*Tunable, Single-frequency, Diode-pumped 2.3 μ m VECSEL*,” *Optics Express*, vol. 15, no. 13, pp. 8212–8217, 2007.
- [39] H. Lindberg, M. Strassner, J. Bengtsson, and A. Larsson, “*InP-Based Optically Pumped VECSEL Operating CW at 1550 nm*,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 2, pp. 362–364, 2004.
- [40] H. Lindberg, M. Strassner, and A. Larsson, “*Single Frequency Operation of a High Power, Long-Wavelength Semiconductor Disk Laser*,” *Optics Letters*, vol. 30, no. 17, pp. 2260–2262, 2005.
- [41] L. Fan, M. Fallahi, J. T. Murray, R. Bedford, Y. Kaneda, A. R. Zakharian, J. Hader, J. V. Moloney, W. Stolz, and S. W. Koch, “*Tunable high-power high-brightness linearly polarized vertical-external-cavity surface-emitting lasers*,” *Applied Physics Letters*, vol. 88, no. 2, pp. 021105(1)–021105(3), 2006.
- [42] M. Fallahi, L. Fan, Y. Kaneda, C. Hessenius, J. Hader, H. L. J. V. Moloney, B. Kunert, W. Stolz, S. W. Koch, J. T. Murray, and R. Bedford, “*5-W Yellow Laser by Intracavity Frequency Doubling of High Power Vertical External Cavity Surface Emitting Laser*,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 20, no. 20, pp. 1700–1702, 2008.
- [43] C. C. Katsidis and D. I. Siapkas, “*General Transfer-Matrix Method for Optical Multilayer Systems with Coherent, Partially Coherent, and Incoherent Interference*,” *Appl. Opt.*, vol. 41, pp. 3978–3987, Jul 2002.
- [44] A. Thränhardt, S. Becker, C. Schlichenmaier, I. Kuznetsova, T. Meier, S. W. Koch, J. Hader, J. V. Moloney, and W. W. Chow, “*Nonequilibrium gain in optically pumped GaInNAs laser structures*,” *Applied Physics Letters*, vol. 85, no. 23, pp. 5526–5528, 2004.
- [45] J. Hader, J. V. Moloney, and S. W. Koch, “*Microscopic theory of gain, absorption, and refractive index in semiconductor laser materials-influence of conduction-band nonparabolicity and Coulomb-induced in-*

- tersubband coupling* ,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 35, no. 12, pp. 1878–1886, 1999.
- [46] C. Bückers, S. Imhof, A. Thraenhardt, J. Hader, J. V. Moloney, and S. W. Koch, “*Microscopic Modeling of Quantum Well Gain Media for VECSEL Applications* ,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 15, no. 3, pp. 984–992, 2009.
 - [47] T. Hoefer, M. Schmitt, T. Schwarz, M. Kuehnelt, R. Schulz, H. L. I. Pietzonka, C. Lauer, S. Lutgen, U. Steegmueller, and U. Strauss, “*High-performance at low cost: the challenge manufacturing frequency doubled green semiconductor lasers for mass markets*,” *Proceedings of SPIE*, vol. 7582, no. 758207, pp. 758207(1)–758207(8), 2010.
 - [48] H. Lindberg, S. Illek, I. Pietzonka, M. Furitsch, A. Plöbl, S. Haupt, M. Kühnelt, R. Schulz, U. Steegmüller, T. Höfer, and U. Strauß, “*Recent advances in VECSELs for laser projection applications*,” *Proceedings of SPIE*, vol. 7919, pp. 79190D(1)–79190D(8), 2011.
 - [49] N. Schulz, J.-M. Hopkins, M. Rattunde, D. Burns, and J. Wagner, “*High-brightness long-wavelength semiconductor disk lasers* ,” *Laser and Photonics Reviews*, vol. 2, no. 3, pp. 160–181, 2008.
 - [50] L. E. Hunziker, C. Ihli, and D. S. Steingrube, “*Miniaturization and Power Scaling of Fundamental Mode Optically Pumped Semiconductor Lasers* ,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 13, no. 3, pp. 610–618, 2007.
 - [51] A. J. Maclean, A. J. Kemp, S. Calvez, J.-Y. Kim, T. Kim, M. D. Dawson, and D. Burns, “*Continuous Tuning and Efficient Intracavity Second-Harmonic Generation in a Semiconductor Disk Laser With an Intracavity Diamond Heatspreaders* ,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 44, no. 3, pp. 216–225, 2008.
 - [52] J. Lee, S.-M. Lee, T. Kim, and Y. Park, “*7 W high-efficiency continuous-wave green light generation by intracavity frequency doubling of an end-pumped vertical external-cavity surface emitting semiconductor laser* ,” *Applied Physics Letters*, vol. 89, no. 24, pp. 241107–241109, 2006.
 - [53] J.-Y. Kim, S. Cho, S.-J. Lim, J. Yoo, G. B. Kim, K.-S. Kim, J. Lee, S.-M. Lee, T. Kim, and Y. Park, “*Efficient blue lasers based on gain structure optimizing of vertical-external-cavity surface-emitting laser with second harmonic generation*,” *Journal of Applied Physics*, vol. 101, no. 3, pp. 033103(1)–033103(4), 2007.

- [54] E. Gerster, I. Ecker, S. Lorch, C. Hahn, S. Menzel, and P. Unger, “Orange-emitting frequency-doubled GaAsSb/GaAs semiconductor disk laser,” *J. Phys. D Appl. Phys.*, vol. 94, no. 12, pp. 7397–7401, 2003.
- [55] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, , and P. S. Pershan, “Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric ,” *Phys. Rev.*, vol. 127, no. 191, p. 1918–1939, 1962.
- [56] M. E. Lines and A. M. Glass, *Principles and applications of ferroelectric and related materials*. Clarendon Press, 1977.
- [57] M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh, and K. Watanabe., “First-order quasi-phase matched LiNbO waveguide periodically poled by applying an external electric field for efficient blue second harmonic generation,” *Applied Physics Letters*, vol. 62, pp. 435–436, 1993.
- [58] J. H. Scofield, “Frequency-domain description of a lock-in amplifier,” *American Journal of Physics*, vol. 62, no. 2, pp. 129 – 133, 1994.
- [59] V. Mikhaelashvili, N. Tessler, R. Nagar, G. Eisenstein, A. Dentai, S. Chandrasakhar, and C. Joyner, “Temperature dependent loss and overflow effects in quantum well lasers ,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 6, no. 11, pp. 1293–1295, 1994.
- [60] H. Lindberg, M. Strassner, E. Gerster, J. Bengtsson, and A. Larsson, “Thermal management of optically pumped long-wavelength InP-based semiconductor disk lasers ,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 11, no. 5, pp. 1126–1134, 2005.
- [61] M. Fukuda, *Optical Semiconductor Devices*. John Wiley and Sons, 1999.
- [62] S. Lutgen, T. Albrecht, P. Brick, W. Reill, and J. L. und W. Spaeth, “Power scaling of high efficiency optically pumped semiconductor disk laser ,” *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe (CLEO/Europe)*, vol. 7, 2003.
- [63] J. Hader, T.-L. Wang, J. Yarborough, C. Dineen, Y. Kaneda, J. Moloney, B. Kunert, W. Stolz, and S. Koch, “VECSEL Optimization Using Microscopic Many-Body Physics,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 17, pp. 1753 –1762, nov.-dec. 2011.
- [64] E. Kühn, A. Thraenhardt, C. Bückers, S. W. Koch, J. Hader, and J. V. Moloney, “Numerical study of the influence of an antireflection coating on the operating properties of vertical-external-cavity surface-emitting

- lasers ,” *Journal of Applied Physics*, vol. 106, no. 6, pp. 063105(1)–063105(6), 2009.
- [65] H. Lindberg, M. Strassner, J. Bengtsson, , and A. Larsson, “*High-Power Optically Pumped 1550-nm VECSEL With a Bonded Silicon Heat Spreader*,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 5, pp. 1233–1235, 2004.
 - [66] M. Schmid, S. Benchabane, F. Torabi-Goudarzi, R. Abram, A. I. Ferguson, and E. Riis, “*Optical in-well pumping of a vertical-external-cavity surface-emitting laser*,” *Applied Physics Letters*, vol. 84, no. 24, pp. 4860(1)–4860(3), 2004.
 - [67] M. Schubert, J. A. Woollam, G. Leibiger, B. Rheinländer, I. Pietzonka, T. Saß, and V. Gottschalch, “*Isotropic dielectric functions of highly disordered Al_xGa_{1-x}InP (0 ≤ x ≤ 1) lattice matched to GaAs*,” *Journal of Applied Physics*, vol. 86, no. 4, pp. 2025–2033, 1999.
 - [68] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, “*Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys*,” *Journal of Applied Physics*, vol. 89, no. 11, pp. 5815–5875, 2001.
 - [69] S. Adachi, *Physical Properties of III-V Semiconductor compounds*. John Wiley & Sons Inc., 1992.
 - [70] E. Zielinski, H. Schweizer, K. Streubel, H. Eisele, and G. Weimann, “*Excitonic transitions and exciton damping processes in InGaAs/InP*,” *Journal of Applied Physics*, vol. 59, no. 6, pp. 22196–2204, 1986.
 - [71] A. Garnache, A. Ouyard, and D. Romanini, “*Single-Frequency operation of External-Cavity VCSELs: Non-linear multimode temporal dynamics and quantum limit*,” *Optics Express*, vol. 15, pp. 9403–9417, Jul 2007.
 - [72] B. W. Hakki and T. L. Paoli, “*cw degradation at 300K of GaAs double-heterostructure junction lasers. II. Electronic gain*,” *Journal of Applied Physics*, vol. 44, no. 9, pp. 4113–4119, 1973.
 - [73] C. Borgentun, J. Bengtsson, and A. Larsson, “*Direct measurement of the spectral reflectance of OP-SDL gain elements under optical pumping*,” *Optics Express*, vol. 19, no. 18, pp. 16890–16897, 2011.
 - [74] M. Mangold, V. J. Wittwer, O. D. Sieber, M. Hoffmann, I. L. Krestnikov, D. A. Livshits, M. Golling, T. Südmeier, and U. Keller, “*VECSEL gain characterization*,” *Opt. Express*, vol. 20, pp. 4136–4148, Feb 2012.

- [75] E. X. Ping and H. X. Jiang, “*Effect of charge-carrier screening on the exciton binding energy in GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum wells,*” *Phys. Rev. B*, vol. 47, pp. 2101–2106, Jan 1993.
- [76] G. Tsvid, J. Kirch, L. Mawst, M. Kanskar, J. Cai, R. Arif, N. Tansu, P. Snowton, and P. Blood, “*Spontaneous Radiative Efficiency and Gain Characteristics of Strained-Layer InGaAs–GaAs Quantum-Well Lasers*,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 8, no. 44, pp. 732–739, 2008.
- [77] M. Pocha, L. Goddard, T. Bond, R. Nikolic, S. Vernon, J. Kallman, , and E. Behymer, “*Electrical and Optical Gain Lever Effects in InGaAs Double Quantum-Well Diode Lasers*,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 10, no. 43, pp. 860–868, 2004.

Danksagung

Mein herzlicher Dank geht an alle, die mir bei dieser Arbeit geholfen haben:

- den Mitarbeitern der Abteilung OS TI TA M bei Osram Opto Semiconductors GmbH für ihre Hilfe und für das freundliche Arbeitsklima
- Prof. Dr. Gerd Bacher für die Übernahme der Betreuung dieser Arbeit
- Prof. Dr. Dieter Jäger für die Bereitschaft zur Übernahme des Gutachtens
- Dr. Michael Furitsch für seine Hilfe und das Korrekturlesen der Arbeit
- Dr. Jens Müller für das Korrekturlesen der Arbeit
- Dr. Ines Pietzonka für das Korrekturlesen der Arbeit
- Dr. Hans Lindberg für die hilfreichen Diskussionen

Ganz besonders aber möchte ich meinen Eltern für ihre herzliche Unterstützung in allen Dingen danken.